

Physique appliquée à l'exposition externe
Dosimétrie et radioprotection

Springer

Paris

Berlin

Heidelberg

New York

Hong Kong

London

Milan

Tokyo

Rodolphe Antoni, Laurent Bourgois

Physique appliquée à l'exposition externe
Dosimétrie et radioprotection

Rodolphe Antoni
CEA, DEN, CAD
13108 Saint-Paul-lez-Durance, France

Laurent Bourgois
CEA, DAM, DIF
91297 Arpajon, France

ISBN : 978-2-8178-0310-4 Springer Paris Berlin Heidelberg New York

© Springer-Verlag France, Paris, 2013

Springer-Verlag France est membre du groupe Springer Science + Business Media

Cet ouvrage est soumis au copyright. Tous droits réservés, notamment la reproduction et la représentation la traduction, la réimpression, l'exposé, la reproduction des illustrations et des tableaux, la transmission par voie d'enregistrement sonore ou visuel, la reproduction par microfilm ou tout autre moyen ainsi que la conservation des banques de données. La loi française sur le copyright du 9 septembre 1965 dans la version en vigueur n'autorise une reproduction intégrale ou partielle que dans certains cas, et en principe moyennant le paiement de droits. Toute représentation, reproduction, contrefaçon ou conservation dans une banque de données par quelque procédé que ce soit est sanctionnée par la loi pénale sur le copyright.

L'utilisation dans cet ouvrage de désignations, dénominations commerciales, marques de fabrique, etc. même sans spécification ne signifie pas que ces termes soient libres de la législation sur les marques de fabrique et la protection des marques et qu'ils puissent être utilisés par chacun.

La maison d'édition décline toute responsabilité quant à l'exactitude des indications de dosage et des modes d'emploi. Dans chaque cas, il incombe à l'utilisateur de vérifier les informations données par comparaison à la littérature existante.

Maquette de couverture : Jean-François de Montmarché
Composition et mise en page : MZ Éditions, Le Mans
Photo : F. Vigouroux/CEA



Sommaire

| | |
|-------------------------------|---|
| Avant-propos..... | xiii |
| 1 | Grandeurs et unités fondamentales |
| de la dosimétrie externe..... | 1 |
| 1.1 | Grandeurs dosimétriques 2 |
| 1.1.1 | Dose absorbée totale et transfert linéique d'énergie 2 |
| 1.1.2 | Grandeurs fondamentales de la microdosimétrie et définition de la dose absorbée 5 |
| 1.1.3 | Calcul du kerma pour les rayonnements indirectement ionisants 11 |
| 1.2 | Domages biologiques et efficacité biologique relative (EBR) 14 |
| 1.2.1 | Radiolésions sur l'ADN de la cellule 14 |
| 1.2.2 | Taux de mort cellulaire et EBR 15 |
| 1.3 | Grandeurs radiométriques 19 |
| 1.3.1 | Caractérisation d'un champ de rayonnement 19 |
| 1.3.2 | Énergie radiante, flux de particules et émission d'une source..... 20 |
| 1.3.3 | Application au spectre d'émission de neutron d'une source de ^{252}Cf 23 |
| 1.3.4 | Représentation des données relatives à une distribution en énergie dans un tableau..... 24 |
| 1.3.5 | Représentation graphique d'une distribution en énergie..... 25 |
| 1.3.6 | Définition de la fluence et intérêt pour la dosimétrie et la radioprotection 27 |
| 1.3.7 | Calcul de la fluence induite par une source ponctuelle isotrope..... 31 |
| 1.3.8 | Calcul de la fluence induite par une source non ponctuelle 33 |

| | |
|--|----|
| CI 1.1 Distribution en fréquence et en dose pour le calcul des spectres microdosimétriques..... | 35 |
| CI 1.2 Calcul de la fluence d'un disque..... | 40 |
| Références..... | 42 |

2 Interaction des rayonnements ionisants dans les tissus :

| | |
|--|-----------|
| évaluation du kerma et de la dose absorbée | 43 |
| 2.1 Cas des électrons et des particules lourdes chargées (PLC).... | 43 |
| 2.1.1 Caractéristiques physiques des électrons et PLC lors du transport dans la matière..... | 44 |
| 2.1.2 Pouvoir d'arrêt massique des particules chargées..... | 49 |
| 2.1.3 Calcul de la dose absorbée pour les électrons dans les tissus..... | 51 |
| 2.1.4 Calcul de la dose dans les tissus pour les particules β | 57 |
| 2.1.5 Calcul de la dose dans les tissus pour les PLC | 60 |
| 2.1.6 Mesure de la dose absorbée pour les électrons et les rayonnements β | 62 |
| 2.2 Cas des photons | 65 |
| 2.2.1 L'effet photoélectrique..... | 66 |
| 2.2.2 L'effet Compton | 67 |
| 2.2.3 L'effet de création de paire | 73 |
| 2.2.4 Section efficace macroscopique et transmission des photons dans les tissus..... | 74 |
| 2.2.5 Calcul du kerma pour les photons..... | 77 |
| 2.2.6 Relation entre la dose absorbée et le kerma pour les photons..... | 82 |
| 2.2.7 Évolution du kerma et de la dose absorbée au passage d'un milieu léger à un autre..... | 85 |
| 2.2.8 Mesure du kerma dans l'air et de la dose absorbée dans les tissus pour les photons..... | 89 |
| 2.3 Interaction des neutrons avec la matière et calcul du kerma de première collision..... | 99 |
| 2.3.1 Collision élastique (n,n)..... | 100 |
| 2.3.2 Diffusion inélastique (n,n')..... | 102 |
| 2.3.3 Capture radiative (n, γ) | 103 |
| 2.3.4 Captures de type (n,p) et (n, α)..... | 104 |
| 2.3.5 Sections efficaces microscopiques dans les constituants chimiques des tissus humains..... | 105 |
| 2.3.6 Calcul du kerma de première collision | 106 |
| 2.3.7 Calcul du kerma de multi-collision et dose absorbée moyenne..... | 110 |
| 2.3.8 Mesure de la fluence et des spectres de neutrons | 114 |

| | | |
|---------|---|-----|
| CI 2.1 | Particules chargées – transfert d'énergie à l'électron de l'atome cible | 123 |
| CI 2.2 | Calcul de la dose absorbée dans un milieu pour les électrons | 124 |
| CI 2.3 | Concept de section efficace microscopique et macroscopique | 126 |
| CI 2.4 | Expression de l'énergie du photon diffusé en fonction de l'énergie incidente | 128 |
| CI 2.5 | Expression de la section efficace différentielle en énergie de Klein et Nishina et de la section efficace Compton..... | 129 |
| CI 2.6 | Calcul du kerma dans un milieu pour les photons | 130 |
| CI 2.7 | Démonstration de la relation de Bragg-Gray | 132 |
| CI 2.8 | Démonstration de la relation de cavité large | 134 |
| CI 2.9 | Calcul de l'énergie transférée au noyau de recul dans le cas d'une diffusion inélastique sur le ^{12}C | 136 |
| CI 2.10 | Pourquoi un seuil en énergie pour une réaction à chaleur positive ($Q > 0$) ? | 137 |
| CI 2.11 | Méthode de mesure des facteurs de kerma selon la méthode du rapport n°63 de l'ICRU | 138 |
| CI 2.12 | Formules de Bethe-Block pour les PLC et Rohrlish-Carlson pour les électrons | 140 |
| | Références | 146 |

3 Grandeurs de protections, grandeurs opérationnelles

| | | |
|-------|---|-----|
| | et étalonnage | 149 |
| 3.1 | Effets stochastiques | 150 |
| 3.2 | Effets déterministes | 150 |
| 3.3 | Les grandeurs de protections | 151 |
| 3.3.1 | La dose absorbée à l'organe | 151 |
| 3.3.2 | Facteur de pondération pour le rayonnement w_R et dose équivalente dans un organe ou un tissu..... | 151 |
| 3.3.3 | Facteur de pondération pour les tissus, la dose efficace..... | 153 |
| 3.3.4 | Quantification des risques pour les effets stochastiques..... | 155 |
| 3.3.5 | Limites recommandées pour l'exposition radiologique | 155 |
| 3.3.6 | Calcul des grandeurs de protection | 157 |
| 3.4 | Calcul de dose absorbée pour évaluation des risques déterministes | 168 |
| 3.4.1 | Quantification des risques pour les effets déterministes..... | 168 |
| 3.4.2 | Effets déterministes pour une irradiation aiguë de l'organisme..... | 169 |
| 3.4.3 | Effets déterministes pour une irradiation aiguë sur des organes et tissus particuliers..... | 169 |
| 3.4.4 | Calcul de la dose absorbée dans le cas d'une contamination au ^{18}F | 170 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.4.5 | Calcul de la dose absorbée dans le cas d'un faisceau de protons..... | 171 |
| 3.4.6 | Calcul de la dose absorbée au moyen d'un modèle complexe : fantôme voxélisé..... | 172 |
| 3.5 | Les grandeurs opérationnelles..... | 174 |
| 3.5.1 | Facteur de qualité et définition de l'équivalent de dose..... | 175 |
| 3.5.2 | Notion de champ expansé et unidirectionnel | 177 |
| 3.5.3 | Grandeurs opérationnelles pour la surveillance en zone..... | 177 |
| 3.5.4 | Grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle | 181 |
| 3.5.5 | Différence entre rayonnements fortement et faiblement pénétrants en terme de dosimétrie opérationnelle..... | 186 |
| 3.5.6 | Facteur de conversion « grandeur physique de référence – équivalent de dose » | 187 |
| 3.5.7 | Facteurs de conversion pour les électrons | 195 |
| 3.6 | Comparaison entre grandeurs opérationnelles et grandeurs de protection | 198 |
| 3.7 | Étalonnage des appareils de radioprotection | 202 |
| 3.7.1 | Définition des champs de référence | 202 |
| 3.7.2 | Étalonnage des dosimètres de transfert dans les laboratoires primaires..... | 203 |
| 3.7.3 | Opération de raccordement et passage à la grandeur opérationnelle dans un laboratoire secondaire | 205 |
| 3.7.4 | Étalonnage au moyen d'une source étalon dans un laboratoire secondaire | 208 |
| 3.7.5 | Réponse des dosimètres d'ambiance et individuel en énergie $R(E)$, angulaire $R(\Omega)$ et en débit..... | 209 |
| 3.7.6 | Spectres réalistes de neutrons pour l'étalonnage..... | 221 |
| 3.8 | Grandeurs opérationnelles pour les limites du zonage de radioprotection..... | 224 |
| 3.9 | L'évolution possible des grandeurs de protection..... | 225 |
| | Références..... | 230 |
| | Annexes | 233 |
| 4 | Évaluation des sources de l'exposition externe..... | 239 |
| 4.1 | Cas des photons pour des raies discrètes..... | 239 |
| 4.2 | Cas des neutrons | 242 |
| 4.2.1 | Réactions nucléaires..... | 242 |
| 4.2.2 | Cas des neutrons issus de la fusion..... | 244 |
| 4.2.3 | Cas des sources (α,n)..... | 246 |
| 4.2.4 | Cas des sources (γ,n) | 249 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.3 | Cas de la fission..... | 251 |
| 4.3.1 | Terme source issu des réactions de fission promptes.... | 251 |
| 4.3.2 | Terme source issu des produits de fission | 255 |
| 4.4 | Terme source neutrons des combustibles en refroidissement | 259 |
| 4.5 | Cas des photons issus de réactions neutroniques | 262 |
| 4.5.1 | Cas des photons produits par captures radiatives..... | 262 |
| 4.5.2 | Cas des photons émis lors des diffusions inélastiques des neutrons..... | 262 |
| 4.6 | Cas des électrons – effet de cathode froide | 265 |
| 4.7 | Cas des rayonnements issus du freinage des électrons ... | 266 |
| 4.7.1 | Généralités..... | 266 |
| 4.7.2 | Cas des générateurs de rayons X..... | 273 |
| 4.7.3 | Cas des accélérateurs d'électrons..... | 277 |
| 4.7.4 | Équivalent de dose dû aux photoneutrons | 280 |
| 4.8 | Cas des neutrons produits par des accélérateurs d'ions | 287 |
| 4.8.1 | Taux de production des neutrons par des ions légers... | 287 |
| 4.8.2 | Cas particulier des accélérateurs de deutons : effet de deutérisation | 289 |
| 4.8.3 | Spectres des neutrons provoqués par des ions légers.... | 291 |
| 4.8.4 | Équivalent de dose neutrons autour des accélérateurs d'ions légers à faible énergie | 292 |
| 4.8.5 | Équivalent de dose neutrons autour des accélérateurs de protons de haute énergie..... | 292 |
| 4.9 | Terme source lié aux produits d'activation..... | 294 |
| 4.9.1 | Radionucléides formés par activation | 294 |
| 4.9.2 | Calcul de l'activité issue d'une réaction donnée | 295 |
| 4.9.3 | Problèmes de radioprotection liés à l'activation..... | 297 |
| 4.10 | Émission de rayonnements par des machines « exotiques »..... | 297 |
| 4.10.1 | Klystrons | 298 |
| 4.10.2 | Laser ultra haute intensité | 299 |
| CI 4.1 | Démonstration de l'équation (4.8) | 302 |
| | Références..... | 303 |
| | Annexes | 307 |
| 5 | Principes généraux de protection contre l'exposition externe | 313 |
| 5.1 | Définitions..... | 314 |

| | | |
|--------|--|-----|
| 5.2 | Principes de protection | 315 |
| 5.2.1 | Décroissance d'une source et réduction du temps d'exposition | 315 |
| 5.2.2 | Variation du débit de dose avec la distance | 316 |
| 5.3 | Protection par des écrans : cas des particules α et β | 317 |
| 5.3.1 | Cas des particules α | 317 |
| 5.3.2 | Cas des particules β | 318 |
| 5.4 | Protection par des écrans : cas des photons | 319 |
| 5.4.1 | Calcul du mur primaire : cas des faisceaux étroits ou canalisés | 319 |
| 5.4.2 | Calcul du mur primaire : cas des faisceaux larges | 321 |
| 5.4.3 | Calcul d'un mur secondaire | 338 |
| 5.4.4 | Calcul de chicane | 344 |
| 5.4.5 | Effet de ciel dû aux photons | 348 |
| 5.5 | Protection par des écrans : cas des neutrons | 349 |
| 5.5.1 | Atténuation des neutrons – épaisseurs dixièmes | 349 |
| 5.5.2 | Courbes de transmission pour les neutrons | 351 |
| 5.5.3 | Calcul d'une chicane pour les neutrons | 354 |
| 5.5.4 | Effet de ciel dû aux neutrons | 357 |
| 5.6 | Protections radiologiques autour des accélérateurs d'électrons | 358 |
| 5.7 | Protections radiologiques autour des accélérateurs d'ions | 361 |
| 5.7.1 | Accélérateurs d'ions de basse énergie | 361 |
| 5.7.2 | Accélérateurs d'ions de haute énergie | 362 |
| 5.8 | Sûreté des accélérateurs et des irradiateurs – cas des zones intermittentes | 362 |
| 5.9 | Conception des protections pour éviter les fuites de rayonnements | 364 |
| 5.10 | Contrôle des blindages | 367 |
| 5.11 | Production de gaz toxiques : ozone, oxyde d'azote, dioxyde d'azote | 367 |
| 5.11.1 | Cas d'un faisceau d'électrons dans l'air | 368 |
| 5.11.2 | Cas d'un faisceau de photons | 370 |
| 5.12 | Codes de calcul dédiés aux calculs de protections radiologiques | 371 |
| 5.12.1 | Codes d'atténuation en ligne droite | 371 |
| 5.12.2 | Autres codes de calcul | 374 |
| | Références | 375 |
| | Annexes | 377 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 6 | Principe de la méthode Monte-Carlo appliquée aux calculs de dosimétrie et de radioprotection | 387 |
| 6.1 | Principe de la méthode Monte-Carlo appliquée au transport de particules | 387 |
| 6.2 | Générateur de nombres aléatoires sur un ordinateur | 389 |
| 6.3 | Échantillonnage d'une distribution discrète, application au choix du type de collision | 391 |
| 6.4 | Échantillonnage d'une distribution continue, application au calcul de l'énergie d'émission et de la direction d'une particule diffusée | 392 |
| 6.4.1 | Échantillonnage d'une distribution continue par une approche multi-groupes..... | 393 |
| 6.4.2 | Échantillonnage d'une distribution continue au moyen d'une fonction approchante..... | 395 |
| 6.4.3 | Échantillonnage d'une distribution continue par la méthode de réjection | 397 |
| 6.4.4 | Échantillonnage d'une distribution continue par méthode particulière, application à la détermination de la direction et l'énergie de la particule diffusée..... | 400 |
| 6.5 | Notion de poids statistique, transport analogique et implicite | 404 |
| 6.6 | Définition de la géométrie..... | 406 |
| 6.7 | Émission de la source..... | 408 |
| 6.8 | Lieu de la collision..... | 413 |
| 6.9 | Échantillonnage du noyau cible..... | 416 |
| 6.10 | Échantillonnage sur le transport des particules chargées, cas particuliers des électrons | 417 |
| 6.10.1 | Distribution de la dispersion en énergie pour le calcul de la perte d'énergie par collision..... | 419 |
| 6.10.2 | Production des photons de freinage et détermination de l'énergie totale « effective » perdue lors de l'étape..... | 421 |
| 6.10.3 | Calcul de l'angle « global » de déviation selon la théorie de la diffusion multiple | 423 |
| 6.10.4 | Gestion de la dispersion en énergie dans la méthode de calcul numérique de l'approche par étape | 424 |
| 6.11 | Problématique liée à l'interface entre cellule pour le calcul de la réponse d'une chambre d'ionisation | 426 |
| 6.11.1 | Réponse et problématique liées à l'utilisation du code de transport photon-électron EGS4 | 426 |
| 6.11.2 | Amélioration de la réponse avec l'utilisation du code EGSnrc | 428 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 6.12 | Estimateurs calculés..... | 429 |
| 6.12.1 | Estimateur de la fluence | 429 |
| 6.12.2 | Estimateur kerma pour les rayonnements indirectement ionisants..... | 436 |
| 6.12.3 | Estimateur « dose-impulsion » pour les rayonnements indirectement ionisants et les particules chargées..... | 438 |
| 6.12.4 | Estimateur dose pour les particules chargées | 439 |
| 6.13 | Application à un code de calcul de type Monte-Carlo (MCNPX) | 440 |
| 6.13.1 | Étude de l'effet des deux algorithmes (transport défaut et ITS) sur le calcul de la dose absorbée dans un fantôme d'eau, pour des électrons dans MCNP | 443 |
| 6.13.2 | Comparaison des estimateurs kerma et « dose-impulsion » pour les photons dans le contexte du calcul de la dose efficace..... | 445 |
| 6.13.3 | Profil de la dose pour des protons de 400 MeV dans un cylindre d'eau, calculé avec le code MCNPX..... | 447 |
| 6.14 | Résultat de l'estimateur et erreur statistique associée | 448 |
| 6.14.1 | Calcul de l'erreur statistique associée | 448 |
| 6.14.2 | Tests de fiabilité statistique | 450 |
| 6.14.3 | Finalisation du résultat..... | 451 |
| 6.15 | Différents types de codes Monte-Carlo utilisés en dosimétrie..... | 452 |
| 6.16 | Niveaux de complexité du modèle dosimétrique..... | 453 |
| 6.17 | Application des codes Monte-Carlo pour des calculs relatifs aux dosimètres | 454 |
| 6.18 | Application des codes Monte-Carlo pour des calculs relatifs à la métrologie..... | 456 |
| CI 6.1 | Distribution de la dispersion en énergie de Landau pour le calcul de l'énergie effective perdue lors d'une étape..... | 459 |
| CI 6.2 | Approche de Goudsmit-Saunderson pour la théorie de la diffusion multiple | 461 |
| | Références | 463 |
| | Index | 465 |

Avant-propos

Cet ouvrage a pour ambition de faire la synthèse de nombreuses années d'expériences dans le domaine de la dosimétrie externe et des techniques de protection contre ce type d'expositions, aussi bien dans les domaines industriel, de la recherche et du médical. Il rappelle les concepts physiques de base, aborde une large part de dosimétrie pour enfin proposer un certain nombre d'outils, aux professionnels et étudiants, ingénieurs et techniciens, pour évaluer les nuisances radiologiques, les moyens de s'en prémunir en particulier en calculant les blindages appropriés.

Il est fondé, sur la théorie liée à l'interaction des rayonnements ionisants avec la matière, des formules empiriques, des abaques et illustré par de nombreuses applications numériques. En outre, il fait référence en permanence à l'état de l'art et notamment dans le domaine des codes de calcul pour l'exposition externe et d'un certain nombre de projets médicaux et de recherche récents. Par ailleurs, il compile des données dispersées dans de nombreux ouvrages de référence, dont certains sont difficilement disponibles.

L'idée a germé chez les auteurs, très impliqués dans le domaine de la radioprotection qui ont constaté un manque en matière d'ouvrages d'usage pratique et suffisamment complet traitant de l'ensemble de la problématique de l'exposition externe aux rayonnements ionisants (photons, neutrons, particules chargées – électrons, ions...).

Cet ouvrage est dédié aux professionnels de la radioprotection, de la dosimétrie, de la mesure nucléaire mais permet également de compléter le cursus des étudiants de niveau technicien à ingénieur.

Les auteurs sont des professionnels ayant acquis 10 et 20 ans d'expérience au CEA dans différents domaines de la radioprotection : accélérateurs, générateurs X, sources scellées, dosimétrie, calcul Monte-Carlo... Ils enseignent également la dosimétrie et les techniques de protection contre l'exposition externe au BTS Radioprotection de Cadarache et au master 2 de radioprotection de Grenoble.

Cet ouvrage est articulé autour de deux niveaux de lecture : le premier abordable par l'ensemble des lecteurs pour lequel des concepts de physique élémentaire conduisant à la compréhension des phénomènes liés à l'exposition externe sont étayés par des applications numériques simples ; le second au travers de compléments d'informations (CI), accessibles en fin de chaque chapitre, détaillant des points plus complexes nécessitant le cas échéant des développements mathématiques non triviaux. Ce deuxième niveau de lecture, subsidiaire, reste cependant facultatif et s'adresse aux lecteurs soucieux d'approfondir certains aspects du domaine.

Concernant l'agencement du contenu, le premier chapitre traite de la définition des grandeurs radiométriques et dosimétriques fondamentales, permettant d'aborder l'interaction rayonnement matière sous un angle dédié au dépôt de la dose dans les tissus biologiques au travers du second chapitre, pour enfin définir et appliquer les « grandeurs de protection et opérationnelles » liées à la radioprotection au sein d'un troisième chapitre.

Un accent particulier a été porté, dans les deux chapitres suivants, quant à la définition des risques et contre-mesures associées (i.e. protections biologiques) inhérents aux sources de rayonnements usuelles : radionucléides, générateurs X, accélérateurs (électrons, ions)... mais également pour des dispositifs « exotiques » dont certains sont liés à des domaines en expansion ou d'avenir : laser de puissance, accélérateurs... pour un domaine d'énergies que l'on peut qualifier de moyennes (0 à 200 MeV).

Un chapitre en fin d'ouvrage est entièrement consacré aux codes de calculs de transport de particules exploitant la méthode Monte-Carlo. Les principes généraux y sont explicités avec une orientation particulière vers l'estimation de grandeurs radiométriques et dosimétriques décrites dans les chapitres antérieurs. Cette partie est là encore jalonnée d'applications numériques permettant d'éclaircir certaines thématiques. Rappelons que les codes de calculs dont les algorithmes exploitent cette méthode, constituent aujourd'hui des outils de référence pour les calculs liés à la dosimétrie, la radioprotection et la radiophysique.

Nous tenons à remercier pour leurs différents apports : Nicolas Comte, Laurent Ferreux, Gilles Barouch, Christian Passard, Murielle Nerbusson.

Chapitre 1

Grandeurs et unités fondamentales de la dosimétrie externe

Dans un premier temps, nous allons nous attacher à définir les grandeurs caractéristiques de la dosimétrie et des champs de rayonnements, appelées grandeurs radiométriques. Les grandeurs radiométriques et dosimétriques fondamentales sont essentiellement au nombre de trois :

- la fluence Φ ;
- la dose absorbée D ;
- le kerma K .

Nous noterons, que ces observables ont été définis par l'ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements) comme grandeurs de transition à l'obtention des grandeurs de protections et opérationnelles (développées dans les chapitres 2 et 3), qu'elles sont mesurables et surtout qu'elles correspondent à des concepts ponctuels. Ajoutons à celles-ci deux autres grandeurs intermédiaires qui vont s'avérer particulièrement appropriées dans la relation dose-effets biologiques : L , le transfert linéique d'énergie (TLE), l'efficacité biologique (EBR). L'ensemble de ces grandeurs est détaillé dans ce qui suit.

1.1 Grandeurs dosimétriques

1.1.1 Dose absorbée totale et transfert linéique d'énergie

La dosimétrie biologique va consister dans un premier temps à caractériser la dose physique déposée dans les tissus humains. Cette démarche revêt d'emblée une double problématique que nous allons développer : « typologie » du dépôt d'énergie en fonction du type de rayonnement et dimension du volume de tissu dans lequel est caractérisé ce dépôt.

En première approche, dans un contexte macroscopique, c'est-à-dire pour un volume V entourant une masse m de matière suffisamment grande (échelle tissulaire), soumise à un rayonnement ayant déposé une énergie E dans cette dernière, la dose est définie selon l'expression (1.1).

$$\bar{D} = \frac{E}{m} \quad (1.1)$$

Dans le système international cette grandeur est homogène à des $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$ mais son unité, le gray (Gy), émane du nom d'un des pères fondateurs de la dosimétrie ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$). La barre sur la variable D indique que le résultat de ce calcul résulte d'une moyenne : peu importe la « topologie » de dépôt de dose. Autrement dit, que la masse m ait été irradiée de façon homogène ou pas, le résultat final est moyenné sur la masse totale. Cette grandeur macroscopique sera appelée dans la suite de l'ouvrage : « dose déposée totale ». Sans plus de détails, nous dirons que les dépôts d'énergie sont la résultante des excitations, ionisations et plus généralement de la mise en mouvement de toute particule chargée secondaire (e.g. électrons pour les photons, noyaux de recul pour les neutrons). Le nombre total d'ionisations et d'excitations peut être extrêmement important et peut atteindre de l'ordre de 10^5 pour une dose de 1 Gy dans un volume de la dimension du noyau cellulaire.

Une fois la dose déterminée, la « typologie » de la dose déposée le long de la trajectoire de la particule incidente s'avère ensuite déterminante puisque la façon dont l'énergie est déposée influence considérablement la réponse du milieu traversé, en l'espèce les tissus humains. En effet, une des limitations majeures de l'approche conduisant à la dose telle que définie à l'équation (1.1) est l'absence de prise en compte de la géométrie de dépôt d'énergie dans le volume cible. En particulier, il est évident que la compréhension de l'action des rayonnements sur la matière biologique requiert des informations à l'échelle de l'ADN, c'est-à-dire pour des dimensions de cible inférieures au μm .

On a pu constater en effet, qu'à quantité égale d'énergie absorbée, l'effet produit dépend de la nature de la particule incidente. Pour un certain type de rayonnement comme les photons, les électrons et les protons de hautes énergies, les localisations des ionisations et des excitations sont séparées dans l'espace. En revanche, pour les protons de faible énergie, les neutrons et les ions, les ionisations sont relativement groupées au voisinage proche du passage de la particule dans les tissus. La figure 1.1 donne une vision schématique de la

différence de densité d'ionisations et d'excitations pour un même volume sensible et pour des photons et des ions.

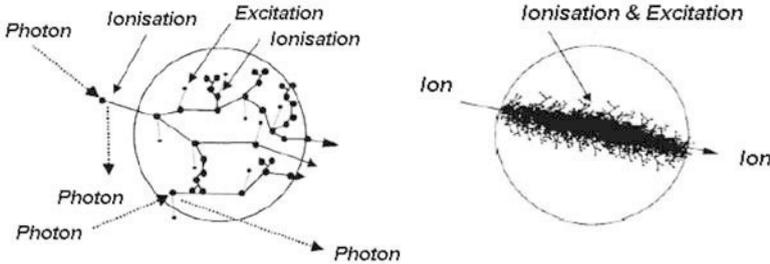


Figure 1.1 – Représentation schématique d'une trace de photon et de celle d'un ion à travers une cellule, montrant la différence de densité des dépôts d'énergies dans les deux cas [8], avec l'autorisation de Springer Heidelberg.

La quantité physique caractéristique de cette disparité de densité d'ionisation selon le type de rayonnement et donc *de facto* des effets sur les tissus biologiques est le rapport de l'énergie déposée par unité de longueur de parcours dans la matière. Pour une approche macroscopique, cela revient, dans un milieu donné, à déterminer la quantité d'énergie ΔE perdue par la particule sur une portion de son trajet Δl .

$$\bar{L} = \left(\frac{\Delta E}{\Delta l} \right) \quad (1.2)$$

Dans le système international, cette grandeur est homogène à des $\text{J}\cdot\text{m}^{-1}$, mais on la trouvera déclinée en plusieurs unités nucléaires ($\text{keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$, $\text{keV}\cdot\text{cm}^{-1}$...). En rendant infinitésimaux les termes du ratio de l'équation (1.2) nous obtenons la grandeur appelée « transfert linéique d'énergie » TLE ou LET en anglais.

$$\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \bar{L} = L = \left(\frac{dE}{dl} \right) \quad (1.3)$$

Cette grandeur est de même unité que la précédente. Dans la littérature, on pourra également la trouver exprimée en « TLE infini » avec le symbole suivant : L_∞ signifiant que la perte totale de l'énergie est prise en compte au passage de la particule dans la matière et pas seulement une fraction circonscrite à la périphérie proche du passage de la particule ; par défaut, L est égale à L_∞ . Le TLE est une grandeur non stochastique qui ne tient pas compte de la nature discontinue des transferts d'énergie et des fluctuations statistiques, tout comme la dose déposée totale. Il exprime la perte moyenne d'énergie pour un grand nombre de particules. Nous verrons ultérieurement l'incidence de cette grandeur sur le taux de survie cellulaire.

Ajoutons enfin que cette grandeur est similaire à la grandeur physique du « pouvoir d'arrêt linéique » S pour les particules chargées et qu'il existe des expressions analytiques en fonction de l'énergie de la particule incidente et du

type de particule pour caractériser cette dernière que nous détaillerons dans la suite de l'ouvrage. Par définition, la dose est essentiellement une densité d'énergie déposée. Dans notre approche initiale macroscopique conduisant à l'expression (1.1), nous pouvons aisément faire une analogie avec la densité de masse d'un matériau. Rappelons que la densité massique en un point est mathématiquement considérée comme le rapport de la masse contenue dans un élément de volume entourant ce point. Si la matière était continue et homogène, ce rapport ne dépendrait pas de la taille de l'élément de volume. Par contre, le fait qu'un matériau soit composé d'entités discrètes (atomes, molécules) implique que le volume doit contenir un nombre suffisamment grand de ces entités pour que la densité ait une signification statistique fiable. Par exemple, pour un volume correspondant à un atome, le concept de la densité devient mal défini et l'estimation de la densité à cette échelle peut devenir très variable.

La microdosimétrie s'attache précisément à quantifier les distributions des dépôts d'énergie à l'échelle microscopique pour des volumes sensibles de l'ordre de la cellule (10 μm). Cette discipline s'est beaucoup développée pour comprendre, entre autres, la façon dont sont induits les effets biologiques au niveau cellulaire et en particulier expliquer les courbes dose-effets.

La fluctuation statistique des dépôts d'énergie a été clairement illustrée par Rossi [14] en considérant, comme le montre la figure 1.2, un ensemble de 150 cellules (diamètre 5 μm) exposé à des champs de rayonnement de types différents : des photons de 1 MeV et des neutrons de fissions de 1 MeV. La partie gauche de la figure représente la répartition d'une dose de 10 mGy à partir des gammas du ^{60}Co sur 150 cellules, la partie droite, la répartition à partir des neutrons. Les particules secondaires issues des neutrons (principalement les protons de l'hydrogène des tissus) ont un parcours limité à quelques diamètres de la cellule.

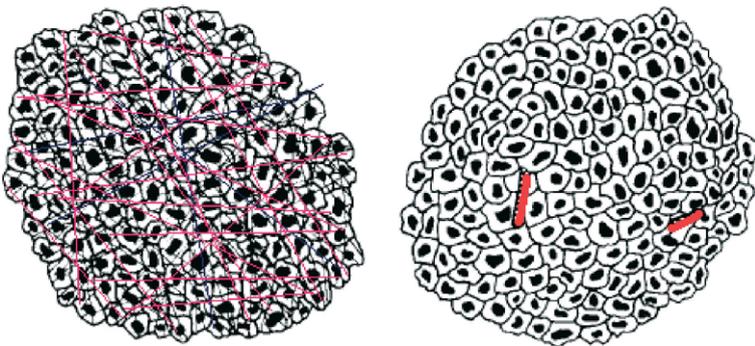


Figure 1.2 – Représentation de la répartition d'une dose de 10 mGy délivrée à partir des gammas du ^{60}Co (à gauche) et de la même dose délivrée par des neutrons de 1 MeV (à droite) dans un volume cellulaire de 150 cellules de diamètre 5 μm , d'après [14], avec l'autorisation de Springer Heidelberg.

Les électrons secondaires issus des gammas ont un parcours plus grand que la région globale contenant l'ensemble des cellules. La longueur de trajectoire parcourue au total par les électrons est 200 fois plus grande que celle des protons mis en mouvement par les neutrons. En conséquence, le dépôt d'énergie n'impacte en réalité que très peu de cellules dans le cas de l'interaction des neutrons de 1 MeV.

Puisque la réponse d'une cellule dépend de l'énergie réellement absorbée par unité de masse, il est essentiel de considérer les fluctuations de cette énergie par cellule touchée. Une dose absorbée de 10 mGy implique une énergie moyenne par cellule égale au produit de 10 mGy par la masse d'une cellule, mais il y a une différence dans la distribution des dépôts d'énergie par cellule.

Dans le cas de l'irradiation par des photons, la fluctuation de l'énergie par cellule est faible et nous pouvons considérer ainsi que nous sommes sensiblement dans un milieu continu. La dose déposée totale telle que définie par l'expression (1.1) en tant que moyenne prend dans ce cas tout son sens. Dans le cas des neutrons, les fluctuations sont importantes ; 98 % des cellules ne reçoivent pas d'énergie et quelques-unes, une énergie considérable (environ 50 fois la moyenne). L'expression de la dose déposée totale, cette fois, ne présente de fait qu'une information extrêmement partielle sur la « topologie » du dépôt de la dose. Dans ce qui suit, nous allons définir les concepts microdosimétriques permettant d'appréhender le dépôt de dose à l'échelle de la cellule.

1.1.2 Grandeurs fondamentales de la microdosimétrie et définition de la dose absorbée

La plupart des grandeurs physiques de la microdosimétrie ont été définies et normalisées par la commission internationale sur les unités de radiation et leur mesure dans le rapport 36 de l'ICRU [10]. Tout d'abord, on appelle « événement » au sens de la microdosimétrie l'ensemble des dépôts d'énergie dans le volume sensible considéré, produit par la particule incidente et toutes ses particules secondaires mises en mouvement. « L'énergie communiquée » est définie selon l'expression (1.4).

$$\varepsilon = \sum E_e - \sum E_s + \sum Q_{\Delta m} \tag{1.4}$$

Autrement dit, pour un volume V donné, ε est donnée par l'ensemble des énergies de toutes les particules entrantes (E_e), auquel est soustrait l'ensemble des énergies de toutes les particules sortantes (E_s). Le terme de chaleur de réaction $Q_{\Delta m}$ traduit la variation de masse de tous les noyaux et particules impliqués dans des interactions nucléaires dans le volume sensible. Dans les tissus humains, ce terme est sensiblement négligeable. À noter que ε est une grandeur stochastique soumise aux fluctuations statistiques des interactions des particules incidentes avec leurs particules secondaires mises en mouvement. Pour accéder à une valeur moyenne de l'énergie communiquée, il y a lieu soit de faire un grand nombre de mesures, soit de considérer un volume suffisam-

ment grand pour rendre ces fluctuations statistiques négligeables. À partir de cette grandeur, on définit une variable stochastique analogue à la dose définie par l'expression (1.1), mais cette fois pour une approche microscopique, adaptée à des dimensions de l'ordre de la cellule. Il s'agit de « l'énergie spécifique ». Elle est calculée par le ratio de l'énergie communiquée et de la masse du volume sensible selon l'expression (1.5).

$$z = \frac{\varepsilon}{m} \quad (1.5)$$

Elle est également exprimée en gray (Gy) ; m est la masse du site sensible, du point de vue microscopique on préférera parler de « site sensible » plutôt que de volume sensible en raison des petites dimensions susceptibles d'être concernées (e.g. noyau de la cellule). Cette grandeur caractérise le dépôt local d'énergie.

La dose déposée totale \bar{D} est une grandeur non stochastique : lorsque l'on réitère la mesure, les valeurs obtenues sont chaque fois identiques à la précision de la mesure près. En revanche, les fluctuations de z sont importantes et ont pour origine le fait que les dépôts d'énergie sont dus à des événements discrets, dont le nombre décroît quand les dimensions du site sensible diminuent.

La figure 1.3 illustre le domaine d'application de la microdosimétrie, qui se situe dans la partie où les fluctuations des dépôts d'énergie sont très importantes. Cette partie concerne des sites sensibles de faible masse, donc de petite taille.

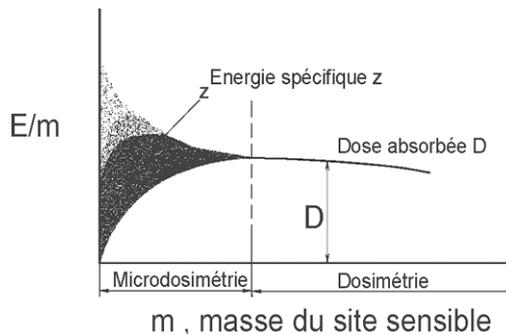


Figure 1.3 – Représentation de la variation de l'énergie spécifique z en fonction de la masse m du site sensible.

Pour passer de l'énergie spécifique à la dose totale déposée D de l'expression (1.1), on définit une « distribution de l'énergie spécifique tributaire de D ».

Quand un petit volume sensible (dans la gamme du nanomètre ou du micromètre) reçoit les dépôts d'énergie de plusieurs événements (simples ou multiples), différentes valeurs de l'énergie spécifique sont enregistrées. Pour un grand nombre d'événements consécutifs, les fluctuations de l'énergie spécifique peuvent être représentées par une fonction de densité de probabilité, $f(z, \bar{D})$,

où \bar{D} représente la dose totale déposée pour un tout petit volume. La densité de probabilité cumulée associée $F(z, \bar{D})$ est la probabilité que l'énergie spécifique soit inférieure ou égale à z .

$$F(z, \bar{D}) = P(0 \leq z' \leq z, \bar{D}) \quad (1.6)$$

$$f(z, \bar{D}) = \frac{dF(z, \bar{D})}{dz} \quad (1.7)$$

La dose totale déposée, correspondant de fait à une énergie moyenne spécifique, est ensuite obtenue par moyenne sur la distribution comme (1.8).

$$\bar{D} = \bar{z} = \int z \cdot f(z, \bar{D}) dz \quad (1.8)$$

En effectuant cette moyenne, on passe de fait d'une grandeur stochastique soumise à des fluctuations statistiques à une grandeur macroscopique moyenne conforme à l'expression (1.1).

$$\bar{D} = \frac{\bar{\varepsilon}}{m} \quad (1.9)$$

Enfin, si nous faisons tendre la masse de cet objet vers une quantité négligeable, nous obtenons la « dose absorbée », correspondant cette fois à une caractérisation ponctuelle de la dose.

$$\lim_{m \rightarrow 0} \bar{D} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = D \quad (1.10)$$

Cette grandeur constitue une variable dosimétrique fondamentale. Bien que de nature ponctuelle, nous montrerons dans la suite de cet ouvrage que cette dernière est mesurable et calculable. Il est d'emblée évident que dans un milieu macroscopique irradié de façon inhomogène la valeur de la dose absorbée varie d'un point à l'autre du volume. Cette dernière s'affranchit donc, en partie, de la « topologie » du dépôt de la dose. À partir de cette grandeur, on définit un « débit de dose absorbée » (1.11) homogène à des $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (1.11)$$

Cette variable est également, de fait, de nature ponctuelle. Revenons maintenant à la « typologie » du dépôt d'énergie évoquée précédemment. Le TLE, s'il se calcule avec plus ou moins d'hypothèses simplificatrices (e.g. pouvoir d'arrêt linéique pour les particules chargées) présente l'inconvénient de ne pas être accessible à la mesure. Pour pallier cette limitation, à l'instar de l'énergie spécifique pour la dose déposée totale, il existe une variable stochastique analogue au TLE. Cette dernière se calcule avec le ratio de l'énergie communiquée au site sensible par un événement unique, par la longueur moyenne de la corde dans le site sensible en question selon (1.12).

$$y = \frac{\varepsilon}{l} \quad (1.12)$$

Cette grandeur est appelée « énergie linéale ». Comme elle concerne des sites sensibles de l'ordre du μm , elle sera exprimée en $\text{keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$. Le site microscopique où a lieu le transfert d'énergie peut être assimilable à une sphère. La corde moyenne s'obtient alors par le ratio du volume V de la sphère par celui de la surface a du disque équatorial de la sphère (cf. chapitre 2, CI 2.2).

$$\bar{l} = \frac{2}{3}d \quad (1.13)$$

avec d le diamètre du site sensible. Contrairement à l'énergie spécifique, nous noterons que cette grandeur n'a de sens que pour un seul événement et non pas pour des événements multiples. On peut ensuite aisément exprimer l'énergie spécifique en fonction de cette grandeur. Pour une matière de densité 1 (de l'ordre de celle des tissus humains), z exprimé en Gy, d en μm et y en $\text{keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ nous obtenons l'égalité (1.14).

$$z = \frac{0,204}{d^2}y \quad (1.14)$$

Étant donné que l'énergie linéale moyenne représente un dépôt d'énergie discret, elle est en principe plus significative que le TLE en tant que grandeur physique à utiliser pour caractériser la « topologie » de dépôt d'énergie d'un rayonnement. Toutefois, la publication 60 de la CIPR [16] recommande l'utilisation du TLE, grandeur plus facilement accessible, en particulier, nous le verrons dans le chapitre 2, pour l'obtention d'une grandeur de transfert appelée facteur de qualité Q . Le TLE et l'énergie linéale peuvent cependant être liés en considérant soit que le TLE corresponde à la valeur de l'énergie linéale moyenne en fréquence \bar{y}_f , soit à la valeur de l'énergie linéale moyenne en dose \bar{y}_D (cf. CI 1.1). On pourra d'ailleurs dans certaines littératures parler de TLE moyen. Le tableau 1.1 donne les valeurs de TLE et le nombre d'ionisations moyen par μm dans l'eau et pour un certain nombre de rayonnements.

Ajoutons qu'il existe des détecteurs appelés « compteurs proportionnels équivalents tissus » (CPET) qui permettent de mesurer l'énergie linéale y et plus précisément la distribution de cette grandeur (en rappelant qu'elle est stochastique) pour un flux de rayonnement donné (cf. CI 1.1) que l'on appelle aussi « spectres microdosimétriques ». Ces chambres recréent un milieu et un volume sensible proches de ceux d'une cellule. Elles délivrent une impulsion électrique proportionnelle à l'énergie déposée dans le volume détecteur par les particules secondaires lourdes chargées mises en mouvement dans la paroi équivalent tissu, par le rayonnement incident. À noter que ce n'est ni le photon ou le neutron en soit qui dépose de la dose, mais bien les particules secondaires mises en mouvement par le rayonnement primaire. Cette distinction, nous le verrons, est à l'origine de la définition de grandeurs dosimétriques spécifiques à ces deux types de rayonnements.

| Rayonnement | Particule responsable de l'ionisation | TLE moyen (keV· μm^{-1}) | Nombre d'ionisations par μm |
|------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|--|
| Électrons > 1 MeV Photons | Électrons secondaires | 0,28 | 8,5 |
| RX de 30 à 180 kV | Électrons secondaires | 3,2 | 100 |
| RX de 8 kV | Électrons secondaires | 4,7 | 145 |
| Alpha de 5, 5 MeV | Alpha | 120 | 3700 |
| Neutrons de 400 keV | p + e | 35,8 | 1100 |
| Neutrons de 12 MeV | p | 9,5 | 290 |
| p de 1 MeV | p | 54 | 2000 |
| p de 10 MeV | p | 8 | 250 |

Tableau 1.1 – TLE moyen et nombre d'ionisations par unité de parcours pour différents rayonnements, d'après [6], avec l'autorisation de l'ATSR.

Cette paroi en équivalent tissu est composée des constituants élémentaires du tissu humain : carbone, hydrogène, oxygène et azote. Les particules secondaires mises en mouvement dans cette paroi sont les électrons pour les photons. Pour les neutrons, suivant l'énergie de ces derniers : les protons de recul, noyaux de l'hydrogène, les alphas et protons des réactions (n, α) et (n,p) et de façon plus marginale les noyaux lourds de recul C, O et N. Les spectres microdosimétriques sont caractéristiques des rayonnements incidents et peuvent présenter des pics identifiables, signalant la contribution de telle ou telle particule secondaire mise en mouvement dans la paroi. La figure 1.4 donne la forme générale d'un spectre microdosimétrique obtenu dans un champ de rayonnement mixte (neutron-photon).

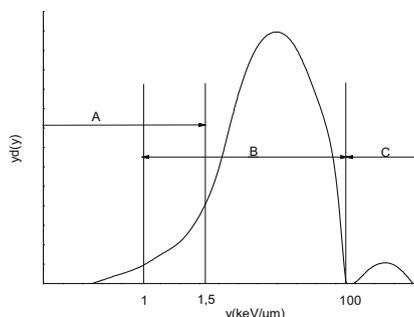


Figure 1.4 – Fonction de distribution de l'énergie linéaire typique pour un champ de rayonnement mixte neutrons-photons, adaptée de [2].

- Région A ($y < 15 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) : la dose est due aux photons (cf. figure 1, CI 1.1).

- Région B ($1 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1} < y < 100 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) : cette région correspond à la contribution protonique issue des interactions neutron-matière.

- Région C ($y > 100 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) : un pic significatif apparaît dans cette région pour des énergies neutrons supérieures à 1 MeV. Il correspond à la contribution des noyaux lourds de recul (carbone, azote, oxygène), ainsi qu'aux réactions (n,α) dont l'importance croît avec l'énergie des neutrons (exception faite du bore et du lithium).

Le recouvrement des spectres, pour les neutrons et les photons, entre 1 et $15 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$, incite à définir un seuil de $3,5 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$. Celui-ci n'a de valeur que dans le cas des champs mixtes réels. Le contrôle des énergies linéaires élevées, au-delà de $20 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$, indique la présence de neutrons. Ainsi, le CPET permet de disposer, en temps réel et avec une seule mesure, d'une information exploitable pour les neutrons et les photons ; c'est l'un de ses principaux avantages.

La figure 1.5 donne une représentation différenciée des spectres microdosimétriques d'un compteur de type CPET.

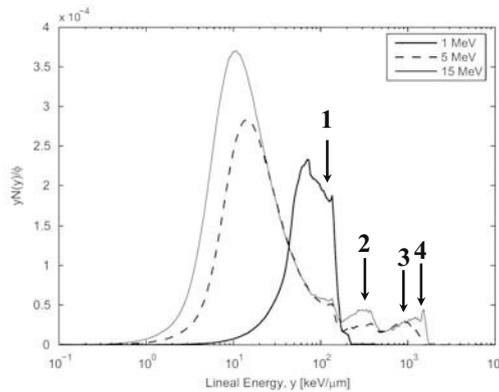


Figure 1.5 – Spectres microdosimétriques dans un détecteur de type CPET pour différentes énergies de neutrons : 1, 5 et 15 MeV, reproduit avec l'autorisation d'Elsevier d'après [9].

Pour les protons de 1 MeV, quasiment seuls les protons de recul constitués par les noyaux d'hydrogène mis en mouvement par collision élastique déposent leur énergie dans le volume sensible. L'énergie linéaire maximale du spectre se situe aux alentours de $130 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$; il s'agit du pic 1, qui limite la zone 1 et correspond au maximum d'énergie déposé par ce processus lorsque le parcours du proton de recul est sensiblement égal au diamètre du volume sensible du détecteur (ici $2 \mu\text{m}$). Nous noterons que ce pic est commun aux spectres de chacune des trois énergies incidentes. Ce type d'interaction ayant lieu aux trois énergies, mais avec des probabilités d'occurrence différentes (section efficace

inversement proportionnelle à la racine carrée de l'énergie dans cet intervalle d'énergie).

La zone 2 est imputable aux réactions inélastiques de capture de type (n, α) dont les plus probables sont les suivantes : $^{14}\text{N}(n, \alpha)$, $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ et $^{12}\text{C}(n, \alpha)$ avec les seuils de réaction respectifs suivants : 0,16 ; 2,35 et 6,18 MeV. Ceci explique pour les neutrons de 1 MeV une toute petite contribution dans la zone 2, une plus importante pour ceux de 5 MeV, puisque deux réactions sont possibles. Enfin une plus importante à 15 MeV, car cette fois les trois réactions de capture sont possibles. L'optimum d'énergie linéale, marqué par le pic 2, de cette zone se situe aux alentours de 300 keV/ μm .

La zone 3 est imputable au dépôt d'énergie dans le volume sensible, des noyaux lourds mis en mouvement dans la paroi à savoir : oxygène, carbone et azote. À noter que leur parcours très petit dans la paroi limite le nombre de ceux qui pénètrent dans le gaz du volume sensible, ceci explique la faiblesse d'amplitude de cette zone. Le maximum du pic 3 se situe aux alentours de 1000 keV/ μm pour les neutrons de 5 MeV et de 1500 keV/ μm pour les neutrons de 15 MeV et signalé par le pic 4.

On constatera une étendue de spectres beaucoup plus importante que dans le cas des photons. Ces courbes mettent donc clairement en évidence la « cartographie » des particules secondaires mises en mouvement et la part d'énergie qu'elles déposent dans le volume sensible du détecteur censé simuler une cellule du milieu tissulaire. À ce stade intervient une distinction fondamentale pour la dosimétrie liée au type de rayonnements.

Dans le cas des rayonnements électriquement neutres : photons et neutrons, comme brièvement évoqué, ce sont les particules secondaires mises en mouvement qui sont responsables du dépôt, les électrons pour les premiers et les noyaux de recul pour les seconds. L'énergie est de fait « indirectement » déposée. On parle alors de « rayonnements indirectement ionisants ». *A contrario*, les particules chargées seront qualifiées de « rayonnements directement ionisants », puisque dès leur pénétration dans un milieu matériel, elles déposent l'énergie « directement » par interaction coulombienne et excitation.

1.1.3 Calcul du kerma pour les rayonnements indirectement ionisants

Cette différence majeure est à l'origine d'une grandeur physique « intermédiaire » qualifiée d'« énergie transférée » E_{tr} . Il s'agit cette fois non pas de caractériser l'énergie déposée circonscrite à un site sensible (ϵ) mais l'énergie « transférée » aux particules secondaires au point d'interaction dans le volume sensible.

Pour bien saisir la différence entre énergie communiquée ϵ et énergie transférée E_{tr} , considérons un photon et un électron entrant dans un volume sensible microscopique de la dimension d'une cellule, comme montré à la figure 1.6.

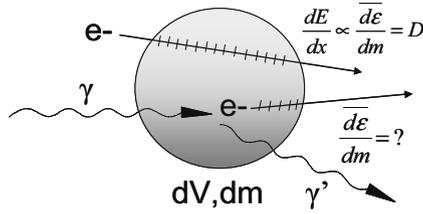


Figure 1.6 – Schéma de la distinction entre énergie communiquée et énergie spécifique.

Si l'on considère que le parcours de l'électron dans les tissus est très supérieur aux dimensions du site sensible, il est possible d'accéder à l'énergie communiquée moyenne $\bar{\epsilon}$ sur la longueur de corde moyenne au moyen du transfert linéique d'énergie TLE. Nous avons admis qu'il était possible de définir une expression analytique et par suite à l'énergie spécifique moyenne et donc à la dose déposée totale comme montré dans l'expression (1.15).

$$\bar{D} = \bar{z} = \frac{\bar{\epsilon}}{m} = \frac{1}{m} \int_{\bar{l}} L \, dx = \frac{1}{m} \int_{\bar{l}} \left(\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (1.15)$$

En faisant tendre la masse vers une quantité négligeable, on accède ensuite à D la dose absorbée (ponctuelle).

Considérons cette fois le photon incident en faisant l'hypothèse que ce dernier interagisse par réaction Compton (diffusion du photon incident avec une énergie dégradée et un angle de déflexion et mise en mouvement par transfert d'énergie à un électron lors de la collision) qui constitue l'essentiel des réactions dans les tissus humains pour les photons dans le domaine des énergies dont nous nous préoccupons dans cet ouvrage. Nous sommes capables de dire avec quelle probabilité cette interaction aura lieu dans le volume sensible ainsi que l'énergie moyenne transférée à l'électron du volume sensible (section efficace et physique classique). En fonction de la dimension du volume sensible, nous pouvons également estimer le nombre moyen de ces interactions dans ce dernier. Cependant, lorsque ces interactions ont lieu, nous sommes incapables de déterminer précisément où cette interaction va survenir dans le volume sensible, ni avec quel angle sera émis l'électron secondaire mis en mouvement. En conséquence, il est impossible de déterminer l'énergie communiquée ϵ par ce dernier dans le volume sensible, puisqu'on ne peut connaître avec exactitude le parcours que cet électron émergent va effectuer dans ce volume sensible. À ce stade, le calcul de la dose n'est donc pas envisageable. En revanche, la grandeur physique accessible dans cette configuration que constitue l'énergie transférée à la particule secondaire est à l'origine d'une grandeur dédiée uniquement aux rayonnements indirectement ionisants (photons et neutrons) : il s'agit du « kerma moyen » qui est défini par le ratio de toute l'énergie transférée à des particules secondaires dans un milieu de masse m de tissu par cette même masse m (1.16).

$$\bar{K} = \frac{\bar{E}_{tr}}{m} \quad (1.16)$$

Cette grandeur est non stochastique et appropriée à un contexte macroscopique. Son unité reste le Gy puisque homogène à des $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$. À l'instar de la dose absorbée calculée avec (1.10), on accède à la grandeur ponctuelle du « kerma » en faisant tendre la masse m vers une quantité négligeable (1.17).

$$K = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{K} = \frac{dE_{\text{tr}}}{dm} \quad (1.17)$$

Comme pour la dose absorbée, on définit également un « débit de kerma » selon l'expression (1.18).

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (1.18)$$

Son unité est la même que celle du débit de dose absorbée, le $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour illustrer la distinction conceptuelle entre les grandeurs dosimétriques fondamentales que sont le kerma et la dose absorbée, Troesh et Choudens [4] proposent un dénombrement des énergies transférées et communiquées à partir d'une application schématisée proposée à la figure 1.7.

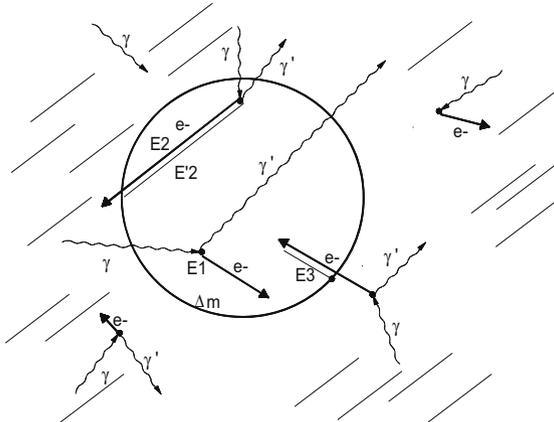


Figure 1.7 – Schématisation de la distinction entre dose absorbée et du kerma dans un volume élémentaire, [4]. © Technique et Documentation, 1997.

On considère un élément infinitésimal de masse m . Pour le cas proposé dans cette figure, l'ensemble des énergies cinétiques des particules chargées secondaires – les électrons – transférées par les rayonnements photoniques, c'est-à-dire le terme E_{tr} du kerma vaut : $E_{\text{tr}} = E_1 + E_2$. Par contre, l'énergie communiquée dans m , ε permettant d'accéder au calcul de la dose absorbée vaut : $\varepsilon = E_1 + E_2' + E_3$. Il vient finalement $E_{\text{tr}} \neq E_a$ et par conséquent pour un même élément de masse élémentaire m : $D \neq K$. Toutefois, nous montrerons au chapitre 2 que moyennant certaines conditions et hypothèses (équilibre des particules chargées secondaires mises en mouvement), l'équivalence entre kerma et dose absorbée pour les rayonnements indirectement ionisants est possible. Enfin, ajoutons que le kerma est une grandeur systématiquement mesurable, alors que la dose absorbée ne l'est que sous certaines conditions.

1.2 Dommages biologiques et efficacité biologique relative (EBR)

1.2.1 Radiolésions sur l'ADN de la cellule

Lors d'une exposition à un rayonnement directement ou indirectement ionisant, les cellules sont impactées et en particulier l'élément le plus radiosensible de celles-ci : le noyau et sa molécule d'ADN. Les dommages à l'ADN peuvent être causés soit directement, c'est-à-dire par ionisation de la molécule au passage du rayonnement ionisant, soit indirectement suite à une interaction chimique avec un radical libre produit par l'irradiation. Un radical est une molécule ayant un électron de valence non parié et est pour cette raison très réactif. Un radical libre est un radical errant, n'ayant pas encore réagi et de ce fait représentant un danger pour son voisinage. Leur durée de vie est de l'ordre de 10^{-5} s. Par exemple, l'ionisation d'une molécule d'eau créera, après quelques réactions chimiques successives, le radical OH (radical hydroxyle) très réactif, capable d'endommager la molécule d'ADN si elle se situe dans son voisinage. Cette action indirecte, par l'intermédiaire de radicaux, est le mécanisme dominant de formation des dommages pour de la radiation à bas TLE, comme les rayons X.

Le corps humain étant composé à 70 % d'eau, on peut dire que la majorité des dommages se fera *via* le radical OH. Cela justifie l'usage répandu de l'eau comme milieu irradié dans les études en radiobiologie. Les lésions radio-induites au niveau de l'ADN consécutives à une exposition sont de plusieurs natures : cassure simple ou double brin, formation de pontage ADN-protéines. La figure 1.8 illustre les différentes lésions possibles sur l'ADN par effet direct et indirect.

Parmi toutes ces lésions, les cassures double-brins sont considérées comme les responsables majeurs de l'inactivation cellulaire.

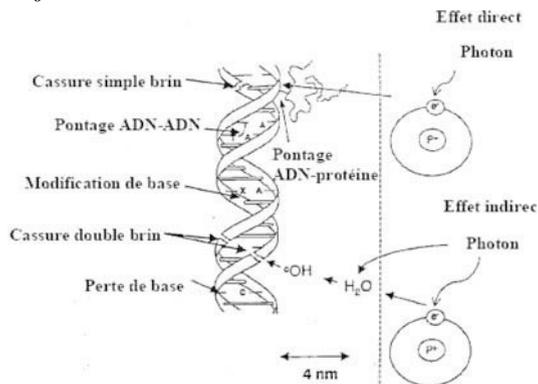


Figure 1.8 – Lésions radio-induites par effet direct et indirect des rayonnements ionisants sur l'ADN, d'après [8], avec l'autorisation de Springer Heidelberg.

Des mécanismes de réparation sont déclenchés suite à ces types d'agressions ; ils consistent à éliminer par excision la lésion et à restituer l'information initiale par resynthèse. Toutefois, dans certaines circonstances, ces derniers sont inefficaces face à l'altération de la structure cellulaire.

Les effets des rayonnements dépendent de la distribution spatiale des énergies déposées dans la cellule (TLE). Si le nombre de cassures formées, dans un endroit restreint de la molécule, augmente, ces cassures peuvent former des lésions complexes difficilement réparables par la cellule.

La conséquence de cette inefficacité des mécanismes de réparation, et des aberrations chromosomiques qu'elle peut engendrer, se traduit par deux issues pour une cellule lésée : la mutation génétique ou la mort. Notons que cette incapacité est accrue lorsque la dose, au lieu d'être étalée dans le temps, est distribuée instantanément ; le mécanisme de réparation est alors comme débordé. Cette nuance donne toute son essence à la notion de débit de dose. Ajoutons que cette problématique devient un atout lorsqu'il s'agit de détruire des cellules cancéreuses : il est tout à fait opportun, dans un tel contexte, de délivrer un maximum de dose en un minimum de temps au niveau de la tumeur pour tuer le plus de cellules tumorales possible.

1.2.2 Taux de mort cellulaire et EBR

Un moyen pour caractériser la relation « dose-effet » au niveau cellulaire consiste, pour un type de cellule donné, à observer le taux de survie cellulaire en fonction de l'accroissement de la dose. Pour comparer cet effet pour les différents types de rayonnements, les radiobiologistes ont défini une grandeur appelée « efficacité biologique relative » EBR (RBE en anglais), qui se traduit par le rapport entre la dose d'un rayonnement de référence et du rayonnement étudié qui induisent le même effet, en l'espèce le même taux de survie cellulaire S_u . Le rayonnement de référence pour lequel l'EBR est pris arbitrairement à 1 est un rayonnement X de 250 keV ou gamma de 1 MeV, et un débit de dose absorbée de 0,1 Gy/min. Le débit d'exposition a également son importance dans la quantification des dommages biologiques, mais nous n'entrerons pas ici dans ce niveau de détail. Pour n'importe quel rayonnement R_i et pour un taux de survie cellulaire S_u , l'EBR s'obtient selon l'expression (1.19).

$$\text{EBR} = \frac{D(S_u, X(250 \text{ keV}))}{D(S_u, R_i)} \quad (1.19)$$

À titre d'exemple, la figure 1.9 donne une représentation du taux de survie cellulaire pour des gammas et les neutrons.

Dans la figure 1.9, pour un taux de survie cellulaire de 0,1, l'EBR obtenu selon l'expression (1.19) vaut :

$$\text{EBR} = \frac{D(0,1; X(250 \text{ keV}))}{D(0,1; n[d(50) + \text{Be}])} = \frac{7,5 \text{ Gy}}{3,8 \text{ Gy}} \cong 2$$

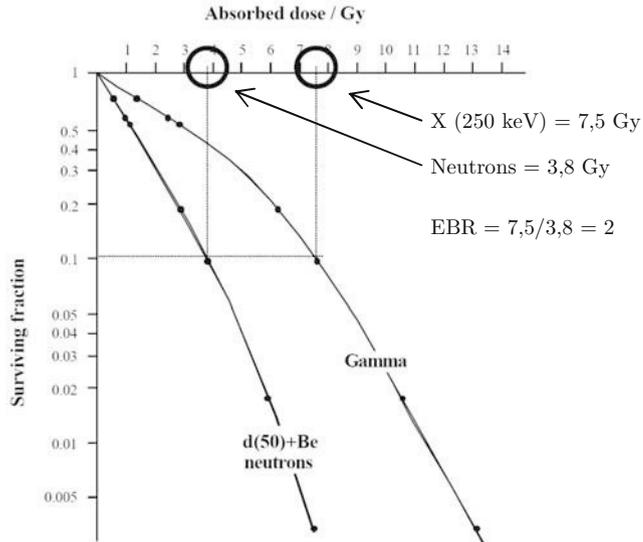


Figure 1.9 – Taux de survie cellulaire en fonction de la dose pour des gammas et les neutrons issus de la réaction deuton de 50 MeV sur cible de béryllium – exemple de calcul d’EBR, adaptée de [15].

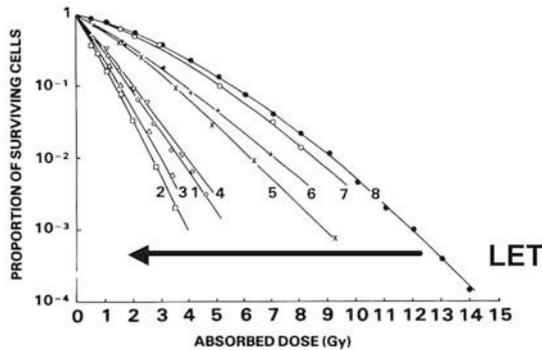


Figure 1.10 – Effet du TLE sur les courbes de survie cellulaire. Courbes de survie cellulaire obtenues *in vitro* pour des cellules rénales humaines exposées à différents types de rayonnement, adaptée de [1].

- | | |
|------------------------|---|
| 1. alpha de 2,5 MeV | (courbe 1 – TLE = 166 keV· μm^{-1}) |
| 2. alpha de 4 MeV | (courbe 2 – TLE = 110 keV· μm^{-1}) |
| 3. alpha de 5,1 MeV | (courbe 3 – TLE = 88 keV· μm^{-1}) |
| 4. alpha de 8,3 MeV | (courbe 4 – TLE = 61 keV· μm^{-1}) |
| 5. alpha de 26 MeV | (courbe 5 – TLE = 25 keV· μm^{-1}) |
| 6. deutons de 3 MeV | (courbe 6 – TLE = 20 keV· μm^{-1}) |
| 7. deutons de 14,9 MeV | (courbe 7 – TLE = 5,6 keV· μm^{-1}) |
| 8. X de 250 kVp | (courbe 8 – TLE \approx 1,3 keV· μm^{-1}) |

Comme évoqué précédemment, les dommages provoqués par les rayonnements ionisants pouvant conduire à la mort de la cellule sont liés à la répartition de dépôt d'énergie dans la cellule et donc, pour une même dose déposée, au TLE du rayonnement considéré. La figure 1.10 donne une représentation du taux de survie cellulaire pour des cellules rénales chez l'homme, pour différents types de rayonnements à TLE décroissants.

On remarquera que l'EBR augmente à mesure de l'accroissement du TLE (puisque la dose déposée nécessaire à un même effet diminue (dénominateur de (1.19)). Cependant, ceci est valable jusqu'à un TLE d'environ $110 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ (courbe 2, alpha de 4 MeV), au-delà l'EBR diminue (courbe 1, alpha de 2,5 MeV). La figure 1.11 donne une représentation qui revêt un caractère essentiel pour la radioprotection, de l'EBR en fonction non pas du TLE mais de son équivalent microscopique : l'énergie linéale y . À partir de celle-ci sont déterminés des « facteurs de transferts » nécessaires à l'obtention des grandeurs de protection et opérationnelles, respectivement le facteur de pondération pour le rayonnement w_R et le facteur de qualité Q que nous détaillerons ultérieurement au chapitre 3.

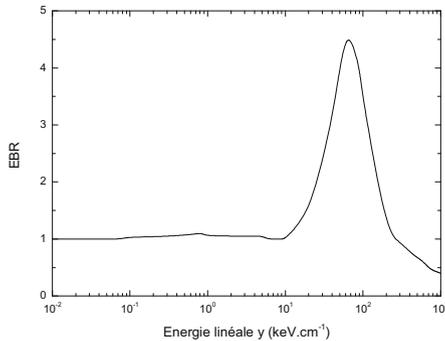


Figure 1.11 – Efficacité biologique relative (EBR) en fonction de l'énergie linéale, adaptée de [13].

On peut admettre qu'une cellule est tuée lorsqu'elle a accumulé une certaine quantité de dommages. Considérons que cette occurrence a lieu de façon arbitraire lorsque trois ionisations ont lieu (ionisation = petite sphère noire). Les trois configurations de l'illustration proposées à la figure 1.12 sont donc létales pour la cellule.

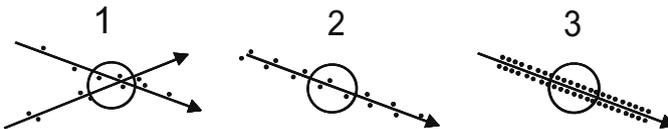


Figure 1.12 – Schéma de principe de trois configurations létales pour la cellule – les points noirs traduisent les ionisations successives le long de la trajectoire, d'après [15].

Configuration (1). Pour les rayonnements à TLE faible, inférieurs à $15 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$, la quantité d'énergie déposée (et donc de dommages produits) par le passage d'une trajectoire est en général trop faible pour entraîner la mort cellulaire et plusieurs trajectoires sont nécessaires pour accumuler suffisamment de dommages et tuer la cellule. La quantité d'énergie augmente avec le TLE et il faut moins de trajectoires pour tuer la cellule : il en résulte une augmentation de l'EBR comprise entre $15 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ et jusqu'à environ $50 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$.

Configuration (2). Une EBR maximale est atteinte quand une seule trajectoire délivre en moyenne juste assez d'énergie pour tuer la cellule entre $50 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ et $100 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$.

Configuration (3). Au-delà, le passage d'une seule trajectoire dépose plus d'énergie qu'il n'en faut pour tuer la cellule : il y a « gaspillage d'énergie » et de fait diminution de l'EBR puisque par définition il s'agit du rapport de doses nécessaires pour produire un effet donné. Par ailleurs, avec un dépôt massif d'énergie sur un faible parcours, les cellules suivantes seront de fait davantage « épargnées » à dose égale que dans le cas de particules à TLE plus faible ; on parle d'un effet « cluster d'énergie ».

La figure 1.13 ajoute à cette courbe de l'EBR les spectres microdosimétriques de trois types de particules : des gammas, des protons et des neutrons.

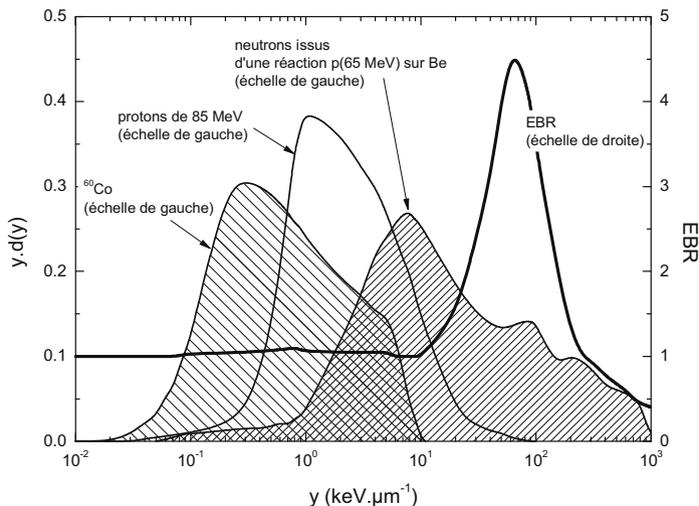


Figure 1.13 – Courbe de l'EBR et spectres microdosimétriques des gammas du ^{60}Co , de protons de 85 MeV et des neutrons issus du bombardement d'une cible de béryllium par des protons de 65 MeV, adaptée de [13].

En toute rigueur, avec une approche avec le TLE moyen \bar{L} , la valeur de l'EBR est partiellement erronée. En particulier, comme le montre la figure 1.13 pour l'intervalle du spectre microdosimétrique situé dans la zone de plus fort EBR : $50 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ et $100 \text{ keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$. La méthode de calcul de l'EBR moyen

intègre cette zone de forte EBR. Si $r(y)$ est l'EBR correspondant à une énergie linéale donnée, l'EBR moyenne se calcule selon l'expression (1.20).

$$\overline{\text{EBR}} = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} r(y) d(y) dy \tag{1.20}$$

On rappellera que la distribution en dose de l'énergie linéale $d(y)$ est normalisée à 1 (cf. CI 1.1). Nous verrons au chapitre 2 que c'est au moyen de cette approche que se calcule le facteur de qualité moyen pour un champ de rayonnement.

1.3 Grandeurs radiométriques

Les grandeurs dosimétriques de référence, concepts ponctuels, sont la dose absorbée D et le kerma K respectivement définis par les expressions (1.10) et (1.17). Dans ce qui précède, nous avons clairement établi le lien évident entre ces grandeurs ponctuelles et la densité de présence des rayonnements ionisants au sein du volume sensible responsable. Nous nous proposons donc dans cette partie de définir des grandeurs physiques caractéristiques des champs de rayonnements indirectement et directement ionisants, appelées « grandeurs radiométriques ». À partir de certaines d'entre elles, il sera possible d'accéder aux grandeurs dosimétriques précédemment décrites.

1.3.1 Caractérisation d'un champ de rayonnement

Pour déterminer en un point P de l'espace l'action d'un rayonnement dans un milieu donné, on définit le champ de rayonnement caractérisé par la fonction mathématique à six variables : $\varphi_u(\vec{r}, \vec{u}, E, t)$. Cette fonction représente le nombre de particules se propageant en un point P de l'espace de coordonnées \vec{r} , dans la direction \vec{u} , dans un angle solide $d\Omega$ autour de \vec{u} , avec une énergie E à l'instant t conformément au schéma de la figure 1.14. Cette fonction s'appelle « distribution angulaire de fluence ».

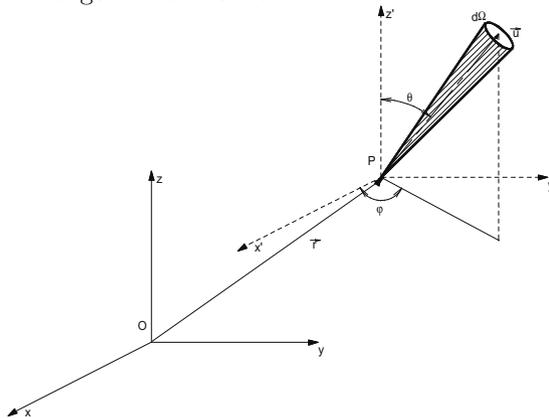


Figure 1.14 – Représentation d'une distribution angulaire de fluence.

En coordonnées cartésiennes, le vecteur unitaire \bar{u} est défini par (1.21).

$$\bar{u} \begin{cases} \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ \cos \theta \end{cases} \quad (1.21)$$

Au préalable de la définition pratique de cette grandeur, il convient de définir un certain nombre d'outils et de grandeurs intermédiaires.

1.3.2 Énergie radiante, flux de particules et émission d'une source

Le nombre de particules émises transférées ou reçues en un point est caractérisé par la variable N (sans dimension). On appelle « énergie radiante R » l'énergie totale des particules (à l'exclusion des énergies au repos) transférée ou reçue en un point ; son unité est le joule. Pour illustrer ces termes, considérons qu'en un point de l'espace, passe un nombre N de particules et que celles-ci ont quatre énergies possibles : E_1 , E_2 , E_3 ou E_4 . On peut alors représenter « la distribution en énergie » de ces N particules selon la figure 1.15.

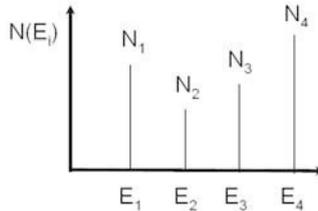


Figure 1.15 – Distribution en énergie discrète.

Le nombre de particules N est la somme de l'ensemble des particules, quelle que soit leur énergie, et est donné par (1.22). L'énergie radiante R est également une somme, mais cette fois du nombre de particules N_i pondéré par l'énergie E_i de ces dernières (1.23).

$$N = \sum_i N(E_i) \quad (1.22)$$

$$R = \sum_i N(E_i) \cdot E_i \quad (1.23)$$

On peut ensuite par moyenne pondérée calculer l'énergie moyenne de cette distribution en énergie selon (1.24).

$$\bar{E} = \frac{R}{N} = \frac{\sum_i N(E_i) \cdot E_i}{\sum_i N(E_i)} \quad (1.24)$$

Dans le cas de l'émission de quatre raies, illustré à la figure 1.15, le rapport de l'énergie radiante par le nombre de particules émises, conduisant au résultat de l'énergie moyenne, serait :

$$\bar{E} = \frac{R}{N} = \frac{N_1 E_1 + N_2 E_2 + N_3 E_3 + N_4 E_4}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}$$

Si cette approche triviale est applicable, par exemple, à l'émission des photons de désexcitation émis lors des désintégrations radioactives, l'essentiel des distributions rencontrées dans le milieu nucléaire (accélérateur de particules, réacteurs, cosmiques...) sont de nature sensiblement continue. On parlera plus volontiers de « distribution spectrale en énergie » ou de « spectres d'énergie ».

Dans le contexte de distribution continue, si N est le nombre de particules traversant un point de l'espace dont la distribution en énergie est continue, on est amené à définir « la distribution spectrale en énergie » caractérisée par le rapport de l'accroissement de ce nombre N dans l'intervalle infinitésimal d'énergie compris entre E et $E + dE$ (1.25).

$$N_E = \left(\frac{dN}{dE} \right) \tag{1.25}$$

Cette variable a pour dimension l'inverse d'une énergie, soit typiquement en unités nucléaires : keV^{-1} , MeV^{-1} . Ainsi, dans ce contexte de distribution continue, l'expression (1.23) devient (1.26).

$$R = \int_0^{E_{\max}} \left(\frac{dN}{dE} \right) E dE = \int_0^{E_{\max}} N_E E dE \tag{1.26}$$

De même, l'énergie moyenne obtenue précédemment par l'expression (1.24) s'obtient cette fois selon (1.27).

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{\max}} N_E E dE}{\int_0^{E_{\max}} N_E dE} \tag{1.27}$$

Afin d'intégrer la composante temps, on définit « le flux de particules » ou « l'émission » dans le cas d'une source qui émet N particules par unité de temps selon (1.28).

$$\dot{N} = \left(\frac{dN}{dt} \right) = \lim_{t \rightarrow 0} \left(\frac{N}{t} \right) \tag{1.28}$$

La dimension de cette grandeur est (s^{-1}). Dans la littérature, en particulier dans les normes, cette variable est parfois symbolisée par B . On n'aura effectivement pas de difficulté à se convaincre de l'analogie qu'il peut y avoir entre une source ponctuelle qui émet des rayonnements avec une certaine émission \dot{N} et un point dans l'espace traversé par un flux \dot{N} de rayonnements. Si les deux situations ne sont physiquement pas les mêmes, la grandeur qui caractérise le nombre de rayonnements émergeant à un instant t est la même dans les deux cas : \dot{N} .

Notons enfin qu'il existe aussi la grandeur de « flux d'énergie radiante » \dot{R} , selon l'expression (1.29).

$$\dot{R} = \left(\frac{dR}{dt} \right) \quad (1.29)$$

Cette grandeur est le ratio de l'accroissement de l'énergie radiante dR sur un intervalle de temps dt en un point de l'espace. Son unité est typiquement le $\text{MeV}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous venons de définir des grandeurs radiométriques ponctuelles applicables à des contextes de distributions spectrales continues. En pratique, l'absence d'expression analytique ou de précision dans les informations expérimentales oblige à traiter les représentations de ces grandeurs par histogrammes de bandes d'énergie procédant ainsi d'un échantillonnage de la distribution en énergie.

Si \dot{N} est l'émission d'une source ou un flux de particules en un point de l'espace dont la distribution en énergie est continue, on est amené à définir la distribution spectrale en énergie caractérisée par le rapport de l'accroissement de l'émission de la source $d\dot{N}$ dans l'intervalle infinitésimal d'énergie compris entre E et $E + dE$ (1.30).

$$\dot{N}_E = \left(\frac{d\dot{N}}{dE} \right) \quad (1.30)$$

Cette variable a pour dimension typique : $\text{MeV}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette distribution permet de déterminer la part de l'émission ou du flux de particules comprise dans l'intervalle d'énergie compris entre E_1 et E_2 selon (1.31), comme montré à la figure 1.16.

$$\dot{N}(E_1; E_2) = \int_{E_1}^{E_2} \dot{N}_E dE \quad (1.31)$$

De fait, sur l'ensemble du spectre, on obtiendrait la valeur totale de l'émission ou du flux de particules (1.32)

$$\dot{N} = \int_0^{E_{\text{max}}} \dot{N}_E dE \quad (1.32)$$

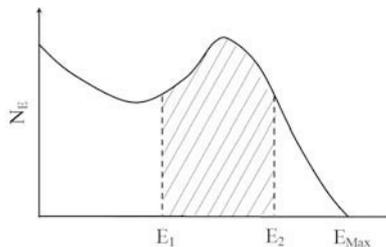


Figure 1.16 – Distribution spectrale en énergie de l'émission d'une source ou d'un flux de particules pour une distribution continue.

À titre d'exemple simple, considérons la distribution spectrale qui caractérise l'émission d'une source ou un flux de $1000 \text{ (n)}\cdot\text{s}^{-1}$ dont l'énergie est comprise entre 1 et 10 MeV. Celle-ci est donc définie par :

$$\begin{cases} \dot{N}_E = 1000/10 = 100 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} & E \in [1 \text{ MeV}; 10 \text{ MeV}] \\ \dot{N}_E = 0 & E \notin [1 \text{ MeV}; 10 \text{ MeV}] \end{cases}$$

Ce qui peut être représenté selon la figure 1.17.

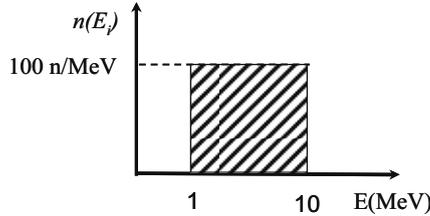


Figure 1.17 – Distribution en énergie d'un flux de 1000 (n)·s^{-1} dont l'énergie des neutrons est comprise entre 1 et 10 MeV.

Dans quelques très rares cas, il est possible d'accéder à l'expression analytique, fidèle ou approchante, de la distribution spectrale en énergie de l'émission d'une source ou d'un flux de particules. C'est le cas, par exemple, de l'émission neutronique par fission spontanée, que nous allons illustrer dans la suite de ce paragraphe par le spectre de fission spontanée du radionucléide ^{252}Cf .

1.3.3 Application au spectre d'émission de neutron d'une source de ^{252}Cf

La probabilité qu'un neutron soit émis avec une énergie E lors d'une fission est décrite par une expression analytique de type « maxwellienne » (1.33).

$$p(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}T^{3/2}}(\sqrt{E})\exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (1.33)$$

T un paramètre du spectre ($T = 1,42 \text{ MeV}$ pour le ^{252}Cf [12]). On accède alors à la distribution spectrale en pondérant cette densité de probabilité par l'émission \dot{N} de la source (1.34).

$$\dot{N}_E = p(E)\dot{N} \quad (1.34)$$

À titre d'exemple, déterminons le taux d'émission d'une énergie de neutron de $0,6 \text{ MeV}$ par une source de ^{252}Cf , pour une émission neutronique \dot{N} normalisée à 1 (n)·s^{-1} .

$$\dot{N}_{0,6} = p(0,6)\dot{N} = \frac{2}{\sqrt{\pi}(1,42)^{3/2}}(\sqrt{0,6})\exp\left(-\frac{0,6}{1,42}\right) \times 1 = 0,338 \text{ s}^{-1}$$

Dans ce qui suit, nous allons décrire la façon dont sont représentées, pratiquement, les données de ce type de distribution en énergie, d'abord sous forme de tableau et ensuite graphiquement.

1.3.4 Représentation des données relatives à une distribution en énergie dans un tableau

Dans le tableau 1.2, la distribution spectrale en énergie est donnée sous forme de groupes d'émission, \dot{N}_i , dans certains intervalles d'énergie, c'est-à-dire que l'émission de neutrons ayant une énergie comprise entre E_i et E_{i+1} s'obtient selon (1.35).

$$\dot{N}_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \dot{N}_E \, dE \quad (1.35)$$

Dans ce cas étudié de l'émission par fission spontanée de la source de ^{252}Cf , les groupes \dot{N}_i sont calculés par intégration numérique en utilisant la fonction analytique (1.34). Pour d'autres sources – e.g. $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$ – ce type d'expression n'est pas accessible et on a recours à des données expérimentales. Plus généralement, dans le cas d'un flux de particules quelconque, en un point de l'espace, il en serait de même ; on accède par mesure ou par simulation numérique (e.g. code de transport de type Monte-Carlo) à des résultats par bande d'énergie. Dans le tableau 1.2, l'énergie donnée pour chaque groupe de valeur d'émission, \dot{N}_i , est la limite inférieure, E_i de l'intervalle d'énergie i , la dernière énergie spécifiée dans chaque tableau est la limite supérieure du dernier intervalle d'énergie. Dans le cas du tableau 1.2, les valeurs des groupes d'émission sont normalisées à une émission totale : $\dot{N}_i = 1 \text{ s}^{-1}$, c'est-à-dire que l'on aboutit à l'égalité (1.36).

$$\sum_{i=1}^n \dot{N}_i = 1 \text{ s}^{-1} \quad (1.36)$$

| $E_i(\text{MeV})$ | $N_i(\text{S}^{-1})$ | $E_i(\text{MeV})$ | $N_i(\text{S}^{-1})$ | $E_i(\text{MeV})$ | $N_i(\text{S}^{-1})$ | $E_i(\text{MeV})$ | $N_i(\text{S}^{-1})$ |
|-----------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|
| $4,14 \times 10^{-7}$ | $3,10 \times 10^{-10}$ | $7,00 \times 10^{-1}$ | $3,39 \times 10^{-2}$ | $4,14 \times 10^{-7}$ | $3,10 \times 10^{-10}$ | $7,00 \times 10^{-1}$ | $3,39 \times 10^{-2}$ |
| $1,00 \times 10^{-6}$ | $1,11 \times 10^{-8}$ | $8,00 \times 10^{-1}$ | $3,37 \times 10^{-2}$ | $1,00 \times 10^{-6}$ | $1,11 \times 10^{-8}$ | $8,00 \times 10^{-1}$ | $3,37 \times 10^{-2}$ |
| $1,00 \times 10^{-5}$ | $1,27 \times 10^{-7}$ | $9,00 \times 10^{-1}$ | $3,33 \times 10^{-2}$ | $1,00 \times 10^{-5}$ | $1,27 \times 10^{-7}$ | $9,00 \times 10^{-1}$ | $3,33 \times 10^{-2}$ |
| $5,00 \times 10^{-5}$ | $2,76 \times 10^{-7}$ | $1,00 \times 10^0$ | $6,46 \times 10^{-2}$ | $5,00 \times 10^{-5}$ | $2,76 \times 10^{-7}$ | $1,00 \times 10^0$ | $6,46 \times 10^{-2}$ |
| $1,00 \times 10^{-4}$ | $7,82 \times 10^{-7}$ | $1,20 \times 10^0$ | $6,12 \times 10^{-2}$ | $1,00 \times 10^{-4}$ | $7,82 \times 10^{-7}$ | $1,20 \times 10^0$ | $6,12 \times 10^{-2}$ |
| $2,00 \times 10^{-4}$ | $2,21 \times 10^{-6}$ | $1,40 \times 10^0$ | $5,73 \times 10^{-2}$ | $2,00 \times 10^{-4}$ | $2,21 \times 10^{-6}$ | $1,40 \times 10^0$ | $5,73 \times 10^{-2}$ |
| $4,00 \times 10^{-4}$ | $4,53 \times 10^{-6}$ | $1,60 \times 10^0$ | $5,31 \times 10^{-2}$ | $4,00 \times 10^{-4}$ | $4,53 \times 10^{-6}$ | $1,60 \times 10^0$ | $5,31 \times 10^{-2}$ |
| $7,00 \times 10^{-4}$ | $5,68 \times 10^{-6}$ | $1,80 \times 10^0$ | $4,88 \times 10^{-2}$ | $7,00 \times 10^{-4}$ | $5,68 \times 10^{-6}$ | $1,80 \times 10^0$ | $4,88 \times 10^{-2}$ |
| $1,00 \times 10^{-3}$ | $5,51 \times 10^{-5}$ | $2,00 \times 10^0$ | $6,55 \times 10^{-2}$ | $1,00 \times 10^{-3}$ | $5,51 \times 10^{-5}$ | $2,00 \times 10^0$ | $6,55 \times 10^{-2}$ |
| $3,00 \times 10^{-3}$ | $1,28 \times 10^{-4}$ | $2,30 \times 10^0$ | $5,67 \times 10^{-2}$ | $3,00 \times 10^{-3}$ | $1,28 \times 10^{-4}$ | $2,30 \times 10^0$ | $5,67 \times 10^{-2}$ |
| $6,00 \times 10^{-3}$ | $2,30 \times 10^{-4}$ | $2,60 \times 10^0$ | $6,33 \times 10^{-2}$ | $6,00 \times 10^{-3}$ | $2,30 \times 10^{-4}$ | $2,60 \times 10^0$ | $6,33 \times 10^{-2}$ |
| $1,00 \times 10^{-2}$ | $7,74 \times 10^{-4}$ | $3,00 \times 10^0$ | $6,21 \times 10^{-2}$ | $1,00 \times 10^{-2}$ | $7,74 \times 10^{-4}$ | $3,00 \times 10^0$ | $6,21 \times 10^{-2}$ |
| $2,00 \times 10^{-2}$ | $2,17 \times 10^{-3}$ | $3,50 \times 10^0$ | $4,68 \times 10^{-2}$ | $2,00 \times 10^{-2}$ | $2,17 \times 10^{-3}$ | $3,50 \times 10^0$ | $4,68 \times 10^{-2}$ |

Tableau 1.2 – Exemple de mise en groupe d'une distribution d'énergie pour le spectre de l'émission d'une source – cas d'une source de ^{252}Cf [12], extrait de la norme NF ISO 8529-1 de mars 2002, ©Afnor 2002.

À titre d'exemple, pour calculer l'émission neutronique du groupe d'émission 25 du tableau 1.2 (dont la borne inférieure est $E_i = 0,6$ MeV), le calcul numérique conduit au résultat conforme à celui annoncé par le tableau 1.2.

$$\dot{N}_{25} = \int_{0,6}^{0,7} \frac{2}{\sqrt{\pi}(1,42)^{3/2}} (\sqrt{E}) \exp\left(-\frac{E}{1,42}\right) dE \cong 0,038 \text{ s}^{-1}$$

Les valeurs données dans le tableau permettent de calculer la portion de l'émission entre les énergies E_a et E_b en additionnant simplement les groupes d'émission correspondants (1.37).

$$\dot{N}(E_a; E_b) = \sum_{i=a}^{i=b-1} \dot{N}_i \quad (1.37)$$

On notera que cette expression est une approche « échantillonnée » de l'expression d'une distribution continue (1.31).

Ainsi, pour connaître l'émission neutronique du ^{252}Cf comprise entre 0,6 et 1,2 MeV : soit du groupe 25 (i.e. borne inférieure $E_i = 0,6$ MeV) au groupe 29 (i.e. borne inférieure $E_i = 1$ MeV), la somme (1.37) avec les valeurs du tableau 1.2

$$\dot{N}(0,6; 1,2) = \sum_{i=25}^{i=29} \dot{N}_i \approx 0,2 \text{ s}^{-1}$$

L'obtention de l'énergie moyenne de la distribution spectrale en énergie de cette approche « en histogramme », pendant de l'expression (1.27) pour l'approche continue, s'obtient, de fait, selon l'expression (1.38).

$$\bar{E} = \frac{\sum_{i=1}^n \dot{N}_i E_i}{\sum_{i=1}^n \dot{N}_i} \quad (1.38)$$

Dans le cas de la normalisation (1.36) du tableau 1.2, l'expression précédente se résume à (1.39) et on obtient pour le ^{252}Cf :

$$\bar{E}({}^{252}\text{Cf}) = \sum_{i=1}^n \dot{N}_i E_i \approx 2,13 \text{ MeV} \quad (1.39)$$

La taille des intervalles d'émission influe nécessairement sur la valeur de l'énergie moyenne et de son écart avec la valeur vraie de celle-ci.

1.3.5 Représentation graphique d'une distribution en énergie

Alors que les valeurs des groupes d'émission sont les données physiques fondamentales provenant des mesures ou de calculs et servant dans d'autres calculs d'intégration, elles sont inappropriées pour la représentation graphique

des spectres puisque leurs valeurs dépendent de la largeur (arbitraire) des intervalles d'énergie. Pour les sources, les représentations graphiques les plus courantes sont l'émission spectrale $\dot{N}_E = d\dot{N}/dE$ en fonction de E lorsque l'énergie est en échelle linéaire et représentée selon (1.40) lorsque E est en échelle logarithmique.

$$\frac{d\dot{N}}{d(\ln(E/E_o))} \quad (1.40)$$

Ce terme provient historiquement de la neutronique et est connu comme « tracé en fonction de la léthargie ». Le paramètre arbitraire E_o est nécessaire pour faire en sorte que l'argument du logarithme soit de dimension 1, et étant donné que mathématiquement : $d(\ln x) = dx/x$, il en résulte l'égalité (1.41).

$$\frac{d\dot{N}}{d(\ln(E/E_o))} = E \left(\frac{d\dot{N}}{dE} \right) = E \dot{N}_E \quad (1.41)$$

Ainsi pour l'énergie, en abscisse, exprimée en échelle logarithmique, il sera courant de rencontrer un des trois formalismes de l'égalité (1.41). À partir de ces hypothèses, il est possible de tracer des courbes de telle manière que des surfaces égales sous les courbes représentent des proportions « d'émission » ou de flux de particules égales.

$$\int_{E_1}^{E_2} \dot{N}_E dE = \int_{E_1}^{E_2} E \dot{N}_E (dE/E)$$

À noter que cette fois $E \dot{N}_E$ a de nouveau la dimension d'un flux de particules (s^{-1}), alors que sur une courbe avec abscisse graduée de manière linéaire, les valeurs des ordonnées seraient calculées à partir de l'approche « échantillonnée » selon (1.42).

$$\dot{N}_E = \frac{\Delta\dot{N}}{\Delta E} = \frac{\dot{N}}{(E_{i+1} - E_i)} \quad (1.42)$$

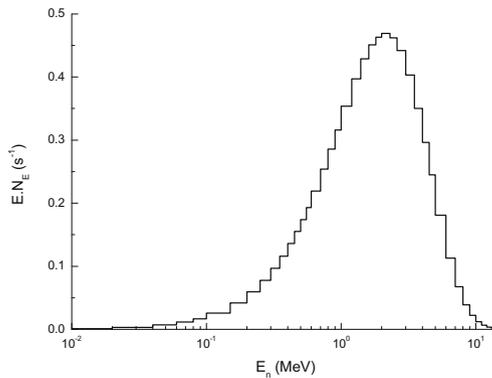


Figure 1.18 – Distribution en énergie de l'émission des neutrons de fission spontanée de la source de ^{252}Cf avec l'abscisse graduée en échelle logarithmique, d'après le tableau 1.2.

Elles doivent être, pour un tracé avec l'abscisse graduée de façon logarithmique, calculées selon la relation (1.43).

$$E_n \dot{N}_E = \frac{\dot{N}_i}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \tag{1.43}$$

Ajoutons enfin qu'en raison de spectres qui peuvent s'étaler sur une dizaine de décades la représentation logarithmique est requise. La figure 1.18 donne un histogramme du produit $E \dot{N}_E$ du ^{252}Cf sur une ordonnée linéaire, en fonction de l'énergie des neutrons E_n sur une abscisse logarithmique.

1.3.6 Définition de la fluence et intérêt pour la dosimétrie et la radioprotection

La question que l'on peut se poser à ce stade est la suivante : le flux de particules \dot{N} en un point de l'espace est-il suffisant pour caractériser le champ de rayonnement et, par voie de conséquence, la dose absorbée en un point ? La réponse est négative. Nous avons clairement établi dans les paragraphes précédents que plus la densité spatiale de rayonnements est importante pour un même intervalle de temps et plus la dose absorbée ou le kerma sont accrus. Si nous considérons deux sites sensibles de volumes légèrement différents, traversés par trois rayonnements, le flux de particules dans ces deux sites est le même : $\dot{N}_1 = \dot{N}_2$. Cependant les volumes sont différents : cela conduit donc nécessairement à une dose absorbée ou un kerma dans le cas de rayonnements indirectement ionisants, différents dans les deux cas.

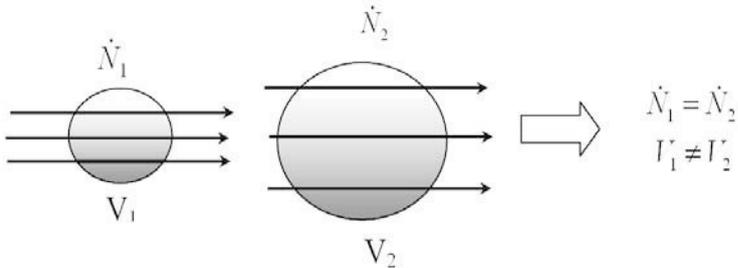


Figure 1.19 – Illustration de la limitation de la grandeur flux pour application à la dosimétrie et radioprotection.

En plus de l'accroissement de la quantité de rayonnements qui traverse un point de l'espace lors de l'intervalle de temps dt , nous sommes dans l'obligation d'avoir recours à une grandeur qui tient compte de la densité spatiale de rayonnements. Cette grandeur est appelée « fluence ». On peut par exemple la caractériser en considérant une sphère microscopique de rayon r , de volume V et de section a (surface décrivant la frontière entre les deux demi-sphères) et en comptant les rayonnements qui traversent la section a comme montré sur la figure 1.20.

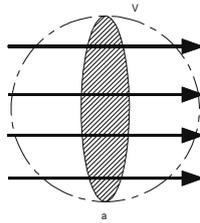


Figure 1.20 – Illustration du calcul de la fluence dans un site sensible assimilable à une sphère de rayon r et de section a .

Il existe une méthode de calcul simple, dont il est d'ailleurs fait usage dans les codes de transport de type Monte-Carlo, pour aboutir à cette grandeur radiométrique. Cette dernière consiste à comptabiliser tous les rayonnements qui entrent dans la sphère de volume V et de rayon r , et à pondérer ces dernières par la longueur de corde moyenne, tout en divisant le résultat final par le volume V . Si N est le nombre de particules comptabilisées, la « fluence moyenne » dans le volume V est alors décrite par l'expression (1.44)

$$\bar{\Phi} = \frac{N \bar{l}}{V} \quad (1.44)$$

Il s'agit d'un résultat moyen ; on postule en effet qu'en moyenne une particule entrante réalise dans le volume V une trajectoire de longueur égale à la corde moyenne. Connaissant la valeur de la corde moyenne calculée précédemment ($\bar{l} = (4/3)r$) dans le cas d'un volume sensible matérialisé théoriquement par une sphère, on en déduit un résultat trivial pour l'expression (1.45).

$$\bar{\Phi} = \frac{N(4/3)r}{(4/3)\pi r^3} = \frac{N}{\pi r^2} = \frac{N}{a} \quad (1.45)$$

Cela revient ainsi à comptabiliser le nombre de particules qui traverse la section (a) de la sphère. L'unité pratique de cette grandeur est le cm^{-2} . À partir de cette grandeur microscopique moyenne, il s'agit d'obtenir une grandeur ponctuelle qui puisse se raccorder aux grandeurs dosimétriques ponctuelles précédemment définies. On y parvient en faisant tendre la section vers une quantité négligeable, selon l'équation (1.46).

$$\lim_{a \rightarrow 0} \bar{\Phi} = \frac{dN}{da} = \Phi \quad (1.46)$$

Cette grandeur est appelée « fluence de particules en un point de l'espace » et va constituer la grandeur de raccordement de la plupart des grandeurs dosimétriques et de radioprotection liées à l'exposition externe. À partir de cette grandeur, on définit un « débit de fluence » selon (1.47).

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.47)$$

Son unité pratique est le $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Ainsi, moyennant la connaissance de l'énergie des rayonnements et de cette grandeur, on dispose désormais de toutes les données nécessaires à la caractérisation du champ de rayonnement en un point de l'espace, à partir desquelles il est possible d'obtenir les grandeurs dosimétriques fondamentales au moyen d'un coefficient de raccordement. Ci-après, à partir de la fluence et moyennant la connaissance de l'énergie des rayonnements incidents (pour simplifier, nous considérons ici une seule énergie possible E), il sera possible de déterminer la dose absorbée et le kerma, par simple relation de proportionnalité (1.48).

$$\begin{cases} K = k_{\Phi}(E)\Phi(E) \\ D = d_{\Phi}(E)\Phi(E) \end{cases} \quad (1.48)$$

Tout l'enjeu du chapitre 2 va consister précisément à déterminer ces coefficients de raccordement, moyennant la connaissance des phénomènes de transferts d'énergie lors de l'interaction des différents types de rayonnements avec la matière.

À l'instar du flux de particules ou de l'émission d'une source pour un spectre continu, il est possible de définir une distribution spectrale de la fluence appelée « fluence différentielle en énergie » et traduisant l'accroissement de la fluence Φ sur un intervalle du spectre compris entre les énergies E et $E + dE$ (1.49).

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE} \quad (1.49)$$

Son unité typique est le $\text{cm}^{-2}\cdot\text{MeV}^{-1}$. De même que précédemment, pour obtenir la contribution à la fluence totale Φ sur un intervalle d'énergie compris entre E_1 et E_2 , on effectue le calcul selon (1.50).

$$\Phi(E_1; E_2) = \int_{E_1}^{E_2} \Phi_E dE \quad (1.50)$$

Là encore, en intégrant sur l'ensemble du spectre, on obtient la fluence Φ complète du champ de rayonnement au point considéré. Une autre grandeur est susceptible d'intéresser la dosimétrie, il s'agit de la « fluence énergétique » qui permet de sommer toutes les énergies des N particules qui franchissent la section a de la figure 1.20. Elle s'exprime de façon infinitésimale à partir de l'énergie radiante et de la fluence différentielle en énergie comme exprimée dans (1.51).

$$\Psi = \frac{dR}{da} = \int_E \left(\frac{d^2 N}{da dE} \right) E dE = \int_E \Phi_E E dE \quad (1.51)$$

Son unité est exprimée cette fois typiquement en $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-2}$. On définit le « débit de fluence énergétique » selon l'expression (1.52)

$$\dot{\Psi} = \int_E \dot{\Phi}_E E dE \quad (1.52)$$

dont l'unité est exprimée cette fois en $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. On calculera également à partir de ces grandeurs l'énergie moyenne d'un spectre de rayonnement selon (1.53).

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi_E E dE}{\int_0^{\infty} \Phi_E dE} = \frac{\Psi}{\Phi} \quad (1.53)$$

Tout ce qui a été précédemment établi concernant la mise en groupe lors de la représentation graphique pour l'émission d'une source est transposable à la fluence de particules. Ainsi, lorsque l'abscisse est en échelle logarithmique, il sera fréquent de lire un des trois formalismes donnés ci-après, pour l'ordonnée de la représentation d'une fluence différentielle en énergie Φ_E .

$$\frac{d\Phi}{d(\ln(E/E_0))} = E \left(\frac{d\Phi}{dE} \right) = E \Phi_E \quad (1.54)$$

Citons enfin deux grandeurs qui présentent un intérêt pour les sources ponctuelles isotropes ou à symétrie de révolution (cas des cibles soumises à un faisceau d'accélérateurs). Il s'agit tout d'abord du « débit de fluence angulaire » caractérisant le nombre de particules ayant une direction de propagation selon un angle solide $d\Omega$ pendant un temps dt (1.55) dont l'unité est le $\text{Sr}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ et le débit de fluence angulaire énergétique (1.56), dont l'unité est le $\text{MeV}\cdot\text{Sr}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$.

$$\omega = \frac{d^2 N}{dt d\Omega} \quad (1.55)$$

$$\omega_E = \frac{d^2 R}{dt d\Omega} \quad (1.56)$$

Bien que l'émission de rayonnements discrets se rencontre au niveau des sources de rayonnement classiques : photons de désexcitation lors des désintégrations, l'émission des électrons de conversion, l'émission de particules secondaires d'énergie fixée dans le cas de réactions nucléaires particulières (e.g. neutron de 14 MeV pour la réaction de fusion)... dans la plupart des situations, l'interposition d'écran ou d'éléments de structure d'une installation altère ces énergies discrètes ayant pour conséquence le passage à un spectre énergétique sensiblement continu. Nous en reparlerons largement dans les chapitres suivants. Dans l'immédiat, afin d'illustrer de façon pratique le concept de la fluence, nous nous proposons d'étudier les propriétés liées au calcul de la fluence induite par une source ponctuelle isotrope, c'est-à-dire émettant de la même façon dans toutes les directions de l'espace.

1.3.7 Calcul de la fluence induite par une source ponctuelle isotrope

Il s'agit d'appliquer l'expression (1.45) du débit de fluence de particules au cas d'une source ponctuelle isotrope. Au préalable, déterminons par quelle surface il faut diviser le flux de particules pour obtenir le débit de fluence de particules à une distance r d'une source isotrope. Une source isotrope émet avec la même probabilité dans toutes les directions de l'espace, confère de fait une symétrie sphérique pour l'émission des particules. Cette propriété permet de postuler que dans une sphère virtuelle centrée sur la source et de rayon r_1 , chaque cm^2 de la sphère sera traversé par le même nombre de particules. Si on augmente le rayon jusqu'à une valeur r_2 , nous pouvons intuitivement nous convaincre que cette propriété restera vraie, mais, cette fois, le nombre de particules traversant chaque cm^2 diminuera, puisqu'on s'éloigne de la source. La figure 1.21 schématise cette observation.

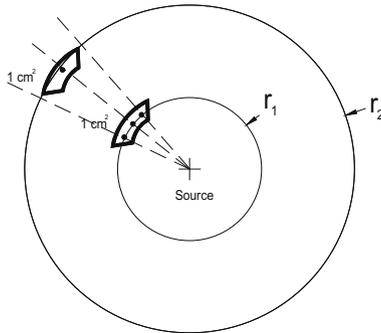


Figure 1.21 – Débit de fluence d'une source isotrope dans l'espace et impact de la distance du point de calcul.

En effet, on peut imaginer que trois particules émises par la source espacées d'un même angle – en raison de la symétrie sphérique – traversent 1 cm^2 de la sphère de rayon r_1 ; en raison de la divergence de trajectoire, seule une particule traversera 1 cm^2 de la sphère de rayon r_2 . Ainsi, à la distance r_1 , nous avons une fluence de trois particules par cm^2 et à la distance r_2 , une fluence d'une particule par cm^2 . Ainsi, plus le rayon de la sphère augmente, moins le débit de fluence de particules sera important en un point de celle-ci. L'expression de la fluence de particule à une distance r de la source dans le cas précis d'une source isotrope dans l'espace est donc donnée par le rapport du nombre de particules émises par la source, sur la surface de la sphère « virtuelle » de rayon r comme exprimé par (1.57).

$$\Phi = \frac{N}{4\pi r^2} \quad (1.57)$$

On remarquera que la fluence peut être assimilée à une densité spatiale de courant traversant une sphère à une certaine distance r de la source.

En reprenant le cas des deux sphères précédentes et pour un nombre de particules N , nous obtenons les expressions de fluence de particules suivantes :

$$\Phi_1 = \frac{N}{4\pi r_1^2} \quad \text{et} \quad \Phi_2 = \frac{N}{4\pi r_2^2}$$

On peut spontanément remarquer la propriété suivante : $\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2$.

Et encore que :

$$\Phi_1 = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 \Phi_2$$

Il est donc possible d'obtenir spontanément une fluence de particules à n'importe quelle distance de la source si on connaît la valeur de la fluence à une autre distance. Plus généralement pour deux distances d_1 et d_2 responsables des fluences respectives Φ_1 et Φ_2 , la relation liant l'ensemble de ces termes est donnée par (1.58).

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2 \quad (1.58)$$

À noter, enfin, que cette loi est nécessairement valable pour le rapport des débits de fluence de particules :

$$\frac{\dot{\Phi}_1}{\dot{\Phi}_2} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2$$

Pour illustrer de façon concrète quelques-unes des grandeurs décrites, appliquons ces concepts à des cas simples. Par exemple, considérons une source ponctuelle qui émet de façon isotrope, $\dot{N} = 5 \cdot 10^6$ particules par seconde, calculons le débit de fluence angulaire, le débit de fluence à 1 mètre et 3 mètres. Pour ce calcul, il faut diviser le nombre de particules émises par unité de temps par l'angle solide total autour de la source, à savoir 4π ; nous obtenons :

$$\omega = \frac{\dot{N}}{4\pi} = \frac{5 \cdot 10^6}{4\pi} \cong 4 \cdot 10^5 \text{ Sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Notons qu'à partir du débit de fluence angulaire, nous pouvons obtenir directement le débit de fluence de particules à n'importe quelle distance de la source : il suffit pour cela de diviser ω par la distance portée au carré. Ainsi nous obtenons les débits de fluence à 1 mètre et 3 mètres, comme suit :

$$\dot{\Phi}_{1\text{m}} = \frac{\omega}{d^2} = \frac{N}{4\pi d^2} = \frac{4 \cdot 10^5}{100^2} = 40 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\text{et } \dot{\Phi}_{3\text{m}} = \frac{\omega}{d^2} = \frac{N}{4\pi d^2} = \frac{4 \cdot 10^5}{300^2} = 4,4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Maintenant, considérons une source ponctuelle isotrope dans l'espace, dont le flux est de $3 \cdot 10^5$ particules par seconde, isotrope en énergie et émettant une raie unique d'énergie de 0,6 MeV. Calculons le débit de fluence angulaire énergétique et le débit de fluence énergétique à 0,5 mètre.

$$\omega_E = \frac{\dot{N}E}{4\pi} = \frac{3 \cdot 10^5 \cdot 0,6}{4\pi} = 1,4 \cdot 10^4 \text{ MeV} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

On obtient avec la même façon de faire que précédemment le débit de fluence énergétique à 0,5 mètre :

$$(\dot{\Phi}E)_{0,5\text{m}} = \frac{\omega_E}{d^2} = \frac{NE}{4\pi d^2} = \frac{1,4 \cdot 10^4}{50^2} = 5,6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Soit une source ponctuelle de ^{65}Ni d'une activité de 1 MBq qui émet lors de la désintégration β les raies photoniques d'énergie 366, 1116 et 1482 keV, avec respectivement les pourcentages d'émission suivants : 5, 15 et 24 % [5] ; nous obtenons le débit de fluence énergétique à 0,5 mètre, dans le vide :

$$\begin{aligned} \Psi_{0,5\text{m}} &= \frac{A \sum_{i=1}^3 \Gamma_i E_i}{4\pi d^2} = \frac{1 \cdot 10^6 \times (0,366 \times 5 \cdot 10^{-2} + 1,116 \times 0,15 + 1,482 \times 0,24)}{4\pi(50)^2} \\ &= 17,2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned}$$

1.3.8 Calcul de la fluence induite par une source non ponctuelle

Pour tout objet non ponctuel, on définit une densité d'activité correspondant au ratio de l'activité totale de l'objet irradiant, par la longueur, la surface ou le volume de ce dernier selon le nombre de dimensions qui le caractérise. Le calcul de la fluence en un point procède ensuite d'une intégration sur toutes les dimensions de l'objet. Cette approche revient physiquement à considérer l'objet comme une somme de sources ponctuelles indépendantes.

Pour illustrer le cas du calcul de la fluence pour une source non ponctuelle, considérons une source linéique de flux \dot{N} et de longueur L . La figure 1.22 représente la géométrie étudiée.

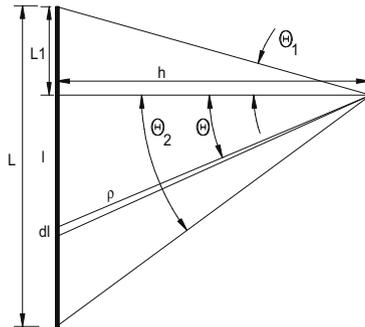


Figure 1.22 – Géométrie pour le calcul de la fluence d'une ligne.

En considérant la densité volumique de flux $n_L = \dot{N} / L$, l'expression de débit de fluence dû à un élément infinitésimal « dl » est donnée par l'expression suivante :

$$d\dot{\Phi} = \frac{n_L}{4\pi\rho^2} dl$$

On a mathématiquement :

$$h \cdot \tan(\theta) = l \quad \text{donc} \quad h \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} = dl$$

$$\rho = \frac{h}{\cos \theta}$$

On en déduit

$$d\dot{\Phi} = \frac{n_L \left(\frac{h}{\cos^2 \theta} \right)}{4\pi \left(\frac{h}{\cos \theta} \right)^2} d\theta$$

Pour considérer l'ensemble de la géométrie, il convient alors d'intégrer sur l'ensemble de la ligne. D'où :

$$\dot{\Phi} = \int_L d\dot{\Phi} = \frac{\dot{N}}{4\pi L h} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} d\theta = \frac{\dot{N}}{4\pi L h} \left(\arctan\left(\frac{L_1}{h}\right) + \arctan\left(\frac{L-L_1}{h}\right) \right) \quad (1.59)$$

On remarque que lorsque L est très petit devant h , les angles θ_1 et θ_2 sont petits et on a dans ce cas $\arctan(\theta) \approx \theta$ quand θ est petit. L'équation (1.59) devient :

$$\dot{\Phi} = \frac{\dot{N}}{4\pi L h} \left(\arctan\left(\frac{L_1}{h}\right) + \arctan\left(\frac{L-L_1}{h}\right) \right) \cong \frac{\dot{N}}{4\pi L h} \left(\frac{L_1}{h} + \frac{L-L_1}{h} \right) = \frac{\dot{N}}{4\pi h^2}$$

On retrouve alors le débit de fluence d'une source ponctuelle.

Le CI 1.2 présente une démarche conduisant au calcul de la fluence pour une source surfacique.

Dans le chapitre 2 suivant, nous allons nous attacher à déterminer pour les différents types de rayonnements usuels les coefficients de conversion « fluence-grandeur dosimétrique » définis par les expressions (1.48), par la suite, des éléments de métrologie pour mesurer avec des appareils appropriés les trois grandeurs que sont Φ , K et D seront fournis.

CI 1.1 : Distribution en fréquence et en dose pour le calcul des spectres microdosimétriques

L'énergie spécifique z peut être déposée *via* un événement simple ou multiple. On appelle distribution unitaire une distribution qui ne comptabilise que le dépôt d'énergie d'un seul événement, autrement dit lorsqu'une seule particule et ses secondaires mises en mouvement déposent leur énergie dans le site sensible. Cette « distribution unitaire en fréquence » est notée $f_1(z)$. À noter que contrairement à $f_1(z = 0, \bar{D})$, la singularité $f_1(z = 0)$ n'est pas définie puisque, par définition, à chaque événement correspond un dépôt d'énergie. Cette distribution comme la précédente (1.7) est normalisée à 1. La densité de probabilité cumulée $F_1(z)$ traduit la probabilité que l'énergie spécifique z soit inférieure à z .

$$F_1(z) = P(0 < z' \leq z, n = 1) \Rightarrow f_1(z) = \frac{dF_1(z)}{dz} \quad (1)$$

On notera que cette distribution d'événements simples est indépendante de la dose (c'est-à-dire le nombre moyen d'ionisations et d'excitations dans la matière), mais elle dépend de la « typologie » du dépôt d'énergie induit par le rayonnement, de la forme, la taille et la composition du volume cible. La distribution $f_1(z)$, si elle est discrète, peut être perçue comme un histogramme de fréquence des énergies spécifiques lors du passage d'une particule dans le volume sensible. On peut ainsi obtenir une valeur moyenne appelée « énergie spécifique moyenne en fréquence » comme exprimé par (2).

$$\bar{z}_f = \int_0^{\infty} z f_1(z) dz \quad (2)$$

Comme la valeur de \bar{z}_f correspond à la dose spécifique moyenne déposée par événement. Pour une dose totale déposée \bar{D} , le nombre d'événements peut être estimé par l'expression (3).

$$\bar{n} = \frac{\bar{D}}{\bar{z}_f} \quad (3)$$

Ces distributions sont calculées en faisant un tirage uniforme d'un grand nombre de sphères (sites sensibles) centrées sur les points de dépôt dans le milieu. Cela revient à faire un échantillonnage uniforme du milieu irradié et aboutit à des « distributions de fréquence ». Cette méthode est coûteuse en temps de calcul, particulièrement pour les doses élevées.

En utilisant une méthode d'échantillonnage pondérée par l'énergie déposée, comme exprimé dans l'intégrant, on réduit le temps de calcul et on obtient alors des « distributions en dose ». Dans ce cas, le tirage aléatoire des sphères se fait avec une probabilité proportionnelle à l'énergie déposée dans ces sphères.

L'intégrant de l'expression (2) $z f_1(z) dz$ traduit la contribution à la dose totale déposée \bar{D} des événements déposant une énergie spécifique comprise

entre z et $z + dz$. La distribution en dose est alors exprimée en fonction de la distribution unitaire en fréquence de l'expression (2) précédente.

$$\frac{z f_1(z)}{\bar{z}_f} dz \quad (4)$$

Elle traduit la fraction de la dose totale déposée \bar{D} à laquelle contribuent les dépôts d'énergie spécifiques compris entre z et $z + dz$. En d'autres termes, il s'agit d'un incrément infinitésimal de la dose totale déposée. Cette relation permet d'introduire une nouvelle distribution de l'énergie spécifique, la « distribution unitaire en dose » $d_1(z)$ définie par l'expression (5).

$$d_1(z) = \frac{z f_1(z)}{\bar{z}_f} \quad (5)$$

À partir de cette distribution, qui est normalisée, on peut calculer une seconde moyenne que l'on appelle « énergie spécifique moyenne en dose », \bar{z}_D .

$$\bar{z}_D = \int z d_1(z) dz = \int \frac{z^2 f_1(z)}{\bar{z}_f} dz = \frac{\overline{z_f^2}}{\bar{z}_f} \quad (6)$$

L'indice D indique qu'il s'agit cette fois d'une moyenne en dose. Les deux moyennes calculées \bar{z}_f et \bar{z}_D expriment en fait deux points de vue différents : \bar{z}_f est la moyenne de l'énergie spécifique déposée par chaque événement, mais les événements qui contribuent le plus à la dose déposent une énergie spécifique autour de \bar{z}_D . Ces distributions peuvent être calculées par des trajectoires simulées par des codes de transport de particules de type Monte-Carlo.

Pour illustrer les différences entre toutes ces grandeurs microdosimétriques, Dabli, 2010 [3], propose l'application numérique schématique suivante.

Les cercles de la figure 1 représentent les six sphères (sites sensibles) d'un milieu irradié, tirées aléatoirement, et les traits représentent les trajectoires des particules (événement).

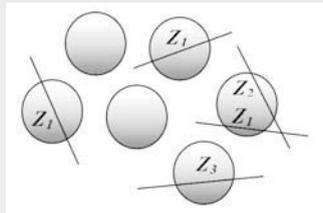


Figure 1 – Illustration du calcul des distributions de l'énergie spécifique [3].

Si nous considérons que les énergies spécifiques distribuées dans la figure ont les valeurs suivantes :

$$z_1 = 0,1 \text{ Gy}, z_2 = 0,3 \text{ Gy}, z_3 = 0,5 \text{ Gy}$$

La distribution de probabilité $f(z, \bar{D})$ de l'expression (1.7) est discrète et décomposée comme suit :

$$f(0, \bar{D}) = 2/6, f(z_1, \bar{D}) = 2/6, f(z_2, \bar{D}) = 0/6, f(z_3, \bar{D}) = 1/6, f(z_1 + z_2, \bar{D}) = 1/6.$$

Puis on obtient au moyen de l'expression (1.8) discrétisée la dose totale déposée \bar{D} :

$$\bar{D} = \bar{z} = \sum_i z_i f(z_i, \bar{D}) = \left[(3z_1 + z_2 + z_3) / 6 \right] = 0,183 \text{ Gy}$$

Pour le calcul de la distribution unitaire en fréquence $f_1(z)$, seules les sphères contenant un dépôt d'énergie sont comptabilisées et l'énergie spécifique déposée provient d'un seul événement. Donc les composantes $f_1(0)$ et $f_1(z_1 + z_2)$ n'existent pas. Cette distribution se décompose donc comme suit :

$$f_1(z_1) = 3/5, f_1(z_2) = 1/5, f_1(z_3) = 1/5$$

5 étant le nombre d'événements total. L'énergie moyenne spécifique en fréquence \bar{z}_f s'obtient selon l'expression discrétisée :

$$\bar{z}_f = \sum_i z_i f_1(z_i) = \frac{3z_1 + z_2 + z_3}{5} = 0,22 \text{ Gy}$$

On en déduit au moyen de l'expression (1.16) le nombre moyen d'événements :

$$\bar{n} = \frac{\bar{D}}{\bar{z}_f} = \frac{0,183}{0,22} = \frac{5}{6}$$

On remarquera que le nombre moyen d'événements est simplement le ratio du nombre d'événements par le nombre de sphères. L'énergie moyenne spécifique en dose s'obtient ensuite selon l'expression discrétisée :

$$\bar{z}_D = \sum_i \frac{z_i^2 f_1(z_i)}{\bar{z}_f} = \frac{z_1^2 f_1(z_1) + z_2^2 f_1(z_2) + z_3^2 f_1(z_3)}{\bar{z}_f} = 0,336 \text{ Gy}$$

Nous constatons clairement que bien que nous ayons trois événements à 0,1 Gy, l'énergie moyenne spécifique en dose se situe à 0,336 Gy, c'est-à-dire entre les événements uniques $z_2 = 0,3$ et $z_3 = 0,5$ Gy. Ce sont ces événements qui contribuent le plus à la dose.

À noter que les méthodes de calcul de moyennes et distributions de l'énergie spécifique z détaillées ci-dessus s'appliquent également à l'énergie linéale puisque cette dernière est également sujette à fluctuation statistique. Il est cependant notable que, par définition, la fonction de densité de probabilité est une distribution unitaire, car les valeurs de y ne résultent que d'un seul événement. Par analogie, donc, on obtient les relations suivantes :

$$\text{Distribution unitaire en fréquence : } f_1(y) = \frac{dF_1(y)}{dy} \quad (7)$$

$$\text{Énergie linéale moyenne en fréquence : } \bar{y}_f = \int_0^\infty y f_1(y) dy \quad (8)$$

$$\text{Distribution en dose : } d(y) = \frac{y f_1(y)}{\bar{y}_f} \tag{9}$$

Énergie linéale moyenne en dose :

$$\bar{y}_D = \int_0^\infty y d_1(y) dy = \int_0^\infty \frac{y^2 f_1(y)}{\bar{y}_f} dy = \frac{\bar{y}_f^2}{\bar{y}_f} \tag{10}$$

Comme nous l'avons évoqué, cette grandeur microdosimétrique est mesurable au moyen de compteur proportionnel équivalent tissu (CPET) par exemple. Comme dans le cas de l'énergie spécifique, la distribution en dose pour l'énergie linéale traduit l'incrément de la dose totale déposée \bar{D} . Par ailleurs, à chaque valeur d'énergie linéale y va correspondre une valeur de dose déposée $D(y)$ dans le milieu. Connaissant donc le spectre microdosimétrique de la distribution en dose $d(y)$, on peut ainsi remonter *in fine* à la dose totale déposée \bar{D} comme indiqué dans l'expression (11).

$$\bar{D} = \int_0^\infty d(y) D(y) dy = \int_0^\infty \frac{y f_1(y)}{\bar{y}_f} D(y) dy \tag{11}$$

Pour illustrer cette approche, se référer au CI 2.11, chapitre 2, dans la partie relative à la dosimétrie des neutrons.

La figure 2 donne des exemples de distributions d'énergie linéale [7], représentés comme une distribution en fréquence dans le diagramme de gauche ou une distribution en dose dans le diagramme de droite.

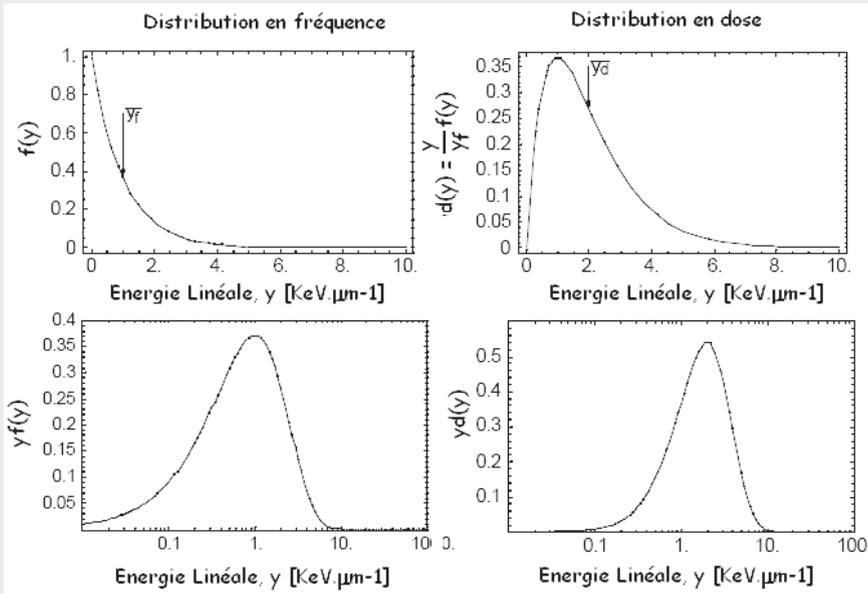


Figure 2 – Illustration de distributions en fréquence et dose, d'après [7].

L'énergie linéale est distribuée exponentiellement $f_1(y) = \exp(-y)$ avec $\bar{y}_f = 1 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Ces distributions ne sont pas très différentes des distributions mesurées pour des événements simples dans un compteur sphérique de 2 mm de diamètre simulant du tissu et irradié avec les gammas du ^{60}Co . Dans la partie basse de la figure, les ordonnées ont été multipliées par y de sorte que la surface située sous la courbe est proportionnelle à la fraction d'événements (ou de la dose) dans l'air considéré. Nous noterons enfin que, comme pour l'application numérique, la valeur de la moyenne en fréquence \bar{y}_f est inférieure à la moyenne en dose \bar{y}_D .

CI 1.2 : Calcul de la fluence d'un disque

Calculons la fluence d'un disque émettant de façon homogène N particules et de rayon R à une distance D . La figure 1 donne la géométrie considérée.

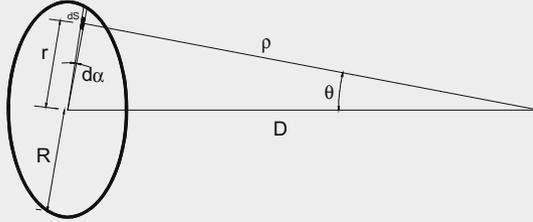


Figure 1 – Considération géométrique pour l'exercice : calcul de la fluence d'un disque.

Dans un premier temps, le disque est décomposé en éléments infinitésimaux de surface dS , de façon que chaque élément dS soit ponctuel vis-à-vis du point de mesure. On pose la densité de flux surfacique comme suit :

$$n_s = \frac{\dot{N}}{S} = \frac{\dot{N}}{\pi R^2}$$

L'élément différentiel de fluence s'exprime, vis-à-vis de cette densité surfacique de flux, selon :

$$d\Phi = \frac{n_s}{4\pi\rho^2} dS$$

Pour obtenir la fluence totale due à ce disque émetteur, il faut intégrer cette équation sur toute la surface S :

$$\Phi = \iint_S \frac{n_s}{4\pi\rho^2} dS \quad (1)$$

En observant la figure 1, on obtient les trois égalités suivantes :

$$dS = r dr d\alpha \quad (2), \quad \rho = \frac{D}{\cos\theta} \quad (3) \quad \text{et} \quad D \tan(\theta) = r \quad (4)$$

En différentiant de part et d'autre la relation (4), on obtient :

$$\frac{D}{\cos^2(\theta)} d\theta = dr \quad (5)$$

En injectant (2), (3) et (5) dans (1) on a :

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{n}{4\pi} \iint_S \left(\frac{D}{\cos\theta} \right)^{-2} d\alpha dr = \frac{n}{4\pi} \iint_S \left[D \tan(\theta) \times \frac{D}{\cos^2(\theta)} \right] \left(\frac{D}{\cos\theta} \right)^{-2} d\alpha d\theta \\ &= \frac{n}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\arctan(\frac{R}{D})} \tan(\theta) d\theta = \frac{n}{2} \left[-\ln|\cos(\theta)| \right]_0^{\arctan(\frac{R}{D})} \end{aligned}$$

Finalement :

$$\dot{\Phi} = \frac{N}{2\pi R^2} \left(-\ln \left| \cos \left(\arctan \left(\frac{R}{D} \right) \right) \right| \right)$$

À noter que $\arctan(\theta) = \arccos \left(\left(\sqrt{1 + \theta^2} \right)^{-1} \right)$, d'où l'expression :

$$\dot{\Phi} = \frac{\dot{N}}{2\pi R^2} \left[-\ln \left(\left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{D} \right)^2} \right)^{-1} \right) \right] = \frac{\dot{N}}{4\pi R^2} \ln \left(1 + \left(\frac{R}{D} \right)^2 \right)$$

Il est pertinent de déterminer à partir de quelle distance le disque peut être assimilé à un point : rappelons que $\lim_{x \rightarrow 0} (\text{Ln}(1+x)) = x$ (pour $x = 0,1$ cette approximation provoque une erreur relative de moins de 5 %), ce qui permet de réduire l'expression précédente comme suit :

$$\lim_{R/D \rightarrow 0} \dot{\Phi} = \frac{\dot{N}}{4\pi R^2} \left(\frac{R}{D} \right)^2 = \frac{\dot{N}}{4\pi D^2}$$

On retrouve bien le débit de fluence d'une source ponctuelle à une distance D . Ainsi, pour qu'un disque soit assimilable à un point, il faut que $R/D \leq 0,1$ et donc que $D \geq 10 R$.

Références

- [1] Barendsen GW (1968) Responses of cultured cells, tumours and normal tissues to radiations of different linear energy transfer. *Curr Top Radiat Res Quarterly*, pp 293-356 of Current Topics in Radiation Research. Vol. IV. Ebert, Michael Howard, Alma (eds). New York, John Wiley and Sons, Inc., 1968.
- [2] Bordy J (1992) Contribution à la réalisation d'un compteur proportionnel à dérive équivalent-tissu destiné à la dosimétrie individuelle et la radioprotection. Rapport CEA-R-5603.
- [3] Dabli D (2010) Utilisation d'un modèle microdosimétrique cinétique (MKM) pour l'interprétation d'irradiations cellulaires dans le cadre de l'hadronthérapie : Application de simulations Monte-Carlo. Thèse Université de Clermont-Ferrand II.
- [4] De Choudens H, Troesch G (1997) *Radioprotection dans les installations nucléaires*. Technique & Documentation.
- [5] Delacroix D, Guerre JP, Leblanc P (2006) *Guide pratique. Radionucléides et radioprotection. Manuel pour la manipulation de substances radioactives dans les laboratoires de faible et moyenne activité*. EDP Sciences.
- [6] Faussot A (2009) Grandeurs et unités dosimétriques. ATSR. 4/2009.
- [7] Francis Z (2007) Simulations Monte-Carlo et étude microdosimétrique pour des irradiations cellulaires à faibles doses en neutrons de 14 MeV. Thèse Université de Clermont-Ferrand II.
- [8] Pouget JP, Mather SJ (2001) General aspect of the cellular response to low and high-LET radiation, *Eur J Nucl Med* 28, 541-561.
- [9] Hanu A, Byun SH, Prestwich WV (2010) A Monte Carlo simulation of the microdosimetric response for thick gas electron multiplier. *Nucl Instrum Meth A*. Vol 622, 1, 270-275.
- [10] ICRU (1983) Microdosimetry, International Commission on radiation units and measurements, Report 36.
- [11] ICRU (2000) Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection, Report 63.
- [12] ISO (2002) Norme internationale 8529-1. Rayonnements neutroniques de référence. Partie 1 : Caractéristiques et méthode de production.
- [13] Wambersie A, Menzel HG, Gahbauer RA *et al* (2002) Biological Weighting of absorbed dose in radiation therapy. *Radiat Prot Desim* Vol 99: 445-452.
- [14] Rossi HH (1979) The role of microdosimetry in radiobiology. *Radiat Environ Bioph* 17, 29-40.
- [15] Tubiana M, Dutreix J, Wambersie A (1986) *Radiobiologie*. Hermann.
- [16] ICRP (1991) 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 60.

Chapitre 2

Interaction des rayonnements ionisants dans les tissus : évaluations du kerma et de la dose absorbée

Nous avons établi dans le chapitre 1 que l'énergie transférée ou communiquée aux particules secondaires chargées aux tissus, revêt un caractère fondamental quant à la détermination des grandeurs dosimétriques. Dans ce chapitre, une analyse des processus physiques conduisant à ces échanges d'énergie doit permettre, autant que possible, de caractériser de façon analytique les grandeurs de référence définies précédemment : Φ , K , D .

Par ailleurs, pour des raisons pratiques évidentes, un accent particulier est mis sur l'explication des concepts métrologiques permettant d'accéder instantanément à ces grandeurs par la mesure (e.g. dosimètre absolu).

2.1 Cas des électrons et des particules lourdes chargées (PLC)

Les particules chargées interagissent majoritairement selon deux processus : par interaction coulombienne responsable d'excitations et ionisations des électrons du milieu traversé et par collision inélastique avec les noyaux du milieu, provoquant émission d'un rayonnement photonique dit de « freinage ».

Pour une interaction coulombienne assez intense, le transfert d'énergie est suffisant (> 10 eV) pour arracher l'électron de l'atome auquel il est lié. Il y a alors création d'une paire « électron-trou » ; si l'énergie transmise à l'électron secondaire est importante, ce dernier ionise à son tour les électrons du milieu. En revanche, pour un transfert d'énergie insuffisant pour l'ionisation, un processus d'excitation des électrons du cortège peut avoir lieu. Dans cet effet, l'électron excité transite d'un état d'énergie de liaison orbital E_0 à un état d'énergie final moins lié E_1 . Un rayonnement X d'énergie $h\nu = E_1 - E_0$ est alors émis pour compenser le déséquilibre énergétique provoqué par cette transition. Ces deux interactions sont également de type inélastique, puisqu'elles modifient l'état initial de l'atome cible.

Pour le rayonnement photonique de freinage, issu de la décélération d'un électron dans le pourtour d'un noyau du milieu, il existe une valeur d'énergie des électrons incidents, appelée « critique », en dessous de laquelle ce phénomène radiatif n'est pas significatif. La formule empirique (2.1), d'après [12], permet d'accéder à cette valeur à 10 % près en fonction du Z du milieu :

$$T_c \text{ (MeV)} = \frac{610}{Z + 1,24} \quad (2.1)$$

Ainsi, en considérant l'hydrogène, constituant majoritaire des tissus, le calcul de l'« énergie critique » conduit à une énergie de 272 MeV. Pour le domaine d'énergie étudié dans cet ouvrage, n'excédant pas quelques centaines de MeV, cet effet sera donc négligé pour les tissus. Toutefois, il s'avérera significatif dans le contexte de l'interaction des électrons avec les matériaux à numéro atomique Z élevé que nous rencontrerons dans les chapitres 4 et 5 de cet ouvrage.

Si le processus physique d'interaction coulombienne est de même nature pour les électrons et les particules lourdes chargées (PLC), il diffère cependant dans ses effets, en raison des caractéristiques intrinsèques des particules chargées, comme leur charge ou leur masse. Ces particularités sont responsables d'une typologie de dépôt d'énergie différente, ayant pour conséquence directe une EBR caractéristique du type de particules chargées (cf. chapitre 1).

2.1.1 Caractéristiques physiques des électrons et PLC lors du transport dans la matière

Mentionnons, tout d'abord, un trait commun aux électrons et PLC : la notion de ralentissement lié à une perte d'énergie tout au long du parcours dans la matière. Cette caractéristique se différencie de la notion d'atténuation avec transfert d'énergie à des particules secondaires chargées pour les particules indirectement ionisantes comme les neutrons ou photons. Première conséquence : si l'épaisseur du matériau traversée est suffisante, le ralentissement conduit à l'arrêt complet de la particule chargée.

Détaillons les spécificités physiques majeures responsables de « typologie » de dépôt d'énergie différentes entre les PLC et les électrons. Dans le domaine

des énergies qui intéressent cet ouvrage (i.e. de 0 à une centaine de MeV), l'énergie cinétique des PLC, en raison de leur masse élevée, est très grande pour des vitesses qui n'atteignent qu'une faible fraction de la célérité c (e.g. $T_\alpha = 10 \text{ MeV} \Rightarrow v = 1/15c$, $T_p = 100 \text{ MeV} \Rightarrow v = 0,4c$). En conséquence, les PLC peuvent être traitées au moyen de la mécanique classique au contraire des électrons, relativistes à partir d'une cinquantaine de keV.

Pour saisir la distinction de comportement dans la matière entre les deux types de particules, considérons un électron et une PLC, par exemple un alpha, animés tous deux d'une même énergie cinétique à l'entrée d'un tissu biologique. La spécificité massique entraîne une première conséquence sur la vitesse des deux projectiles :

$$T_{e^-} = T_\alpha \Leftrightarrow m_{e^-} (v_{e^-})^2 = m_\alpha (v_\alpha)^2 \text{ or } m_\alpha \approx 7200 m_{e^-} \Leftrightarrow v_{e^-} = 84v_\alpha$$

À énergie cinétique équivalente, l'électron est donc 84 fois plus rapide que l'alpha. Par extension, on peut également affirmer qu'à énergie cinétique égale, le proton irait deux fois plus vite que l'alpha. À l'opposé, à vitesse égale, l'énergie cinétique d'un électron serait environ 2000 fois plus faible que celle d'un proton et 8000 fois plus faible que celle d'un alpha.

En conséquence, l'alpha est beaucoup plus lent que l'électron dans un même milieu et on peut grossièrement postuler « qu'il passe davantage de temps » au voisinage des électrons du cortège électronique environnant son passage, qu'un électron incident de même énergie. Cette relative lenteur est responsable d'un effet direct sur l'énergie transférée aux électrons du cortège qui peut être décrite selon une approche physique simpliste : rappelons qu'en l'absence de force extérieure, l'électron du cortège est responsable d'une quantité de mouvement constante inhérente à son mouvement orbital autour du noyau.

$$\sum \vec{F} = m\vec{a} \Leftrightarrow \vec{F} = m \frac{d\vec{v}_{e^-}}{dt} \Leftrightarrow \vec{F} = \frac{d\vec{p}_{e^-}}{dt} \Rightarrow \text{si } F = 0 \Rightarrow \vec{p}_{e^-} = m\vec{v}_{e^-} = \text{cste}$$

Si une particule chargée (électron ou alpha) passe au voisinage de l'électron du cortège, nous pouvons aisément, au moyen d'une approche physique simplifiée, définir la quantité de mouvement transmise à l'électron du cortège, par la force de Coulomb et par suite l'énergie cédée au milieu par l'électron et l'alpha incident :

$$d\vec{p}_{e^-} = \vec{F}_c dt \approx \Delta p_{e^-} = F_c \Delta t \Leftrightarrow \Delta p_{e^-} = F_c \left(\frac{L}{v} \right)$$

Comme admis $v_{e^-} \gg v_\alpha$, cela implique que $\Delta p_{e^-}(\alpha) \gg \Delta p_{e^-}(e^-)$ or l'énergie cinétique s'exprime en fonction de la quantité de mouvement comme suit :

$$T_{e^-} = \frac{(\Delta p_{e^-})^2}{2m_{e^-}} \Rightarrow T_{e^-}(\alpha) \gg T_{e^-}(e^-)$$

Nous en déduisons donc que l'énergie cédée par l'alpha à l'électron du cortège est bien supérieure à celle cédée par l'électron. Ajoutons que l'alpha a

deux fois la charge de l'électron, ce qui impacte l'effet de la force de Coulomb dont la forme est donnée par l'équation (2.2).

$$F_c \propto \frac{ze^2}{r^2} \quad (2.2)$$

Avec r la distance entre la particule incidente et l'électron du cortège, e la charge électrique et z le nombre de charges de la particule chargée incidente. Le développement précédent permet de constater que : $T_{e^-} \propto (F_c)^2 \propto (z)^2$; cette différence de charge provoque donc une majoration d'un facteur 4 supplémentaire sur l'énergie cédée. Cette approche doit cependant être nuancée. En réalité, l'énergie transférée pour les particules lourdes chargées est limitée par les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique (cf. CI 2.1) : l'électron ne peut emporter plus de 1/2000 de l'énergie de l'alpha. Par conséquent, l'énergie cinétique importante transférée au milieu par la particule lourde chargée se fera en faibles quantités, au travers d'un grand nombre de collisions sur les électrons du cortège électronique environnant le passage de la particule chargée. Rappelons, par ailleurs, que si l'électron a la possibilité de céder toute son énergie lors d'une seule interaction coulombienne (cf. CI 2.1), ce cas de figure n'est significativement probable qu'en fin de parcours, donc à faible énergie, avec de fait un transfert d'énergie extrêmement faible à l'électron du milieu.

Une conséquence microscopique sur les cellules du milieu biologique est la différence de densités de cassure de brins sur l'ADN selon le type de particules chargées incidentes : nous avons précédemment admis que plus les cassures sont rapprochées (e.g. cassures double-brin), moins les mécanismes de réparation de lésions sont efficaces. Le raisonnement physique proposé ci-dessus établit clairement que la densité d'ionisation augmente avec la masse, la charge et l'énergie de la particule, expliquant une différence de typologie de dépôt de dose absorbée et par suite de comportement vis-à-vis de l'EBR. Nous verrons dans le chapitre 3, au paragraphe relatif aux grandeurs sanitaires de radioprotection, que cette nocivité biologique est prise en compte au travers de facteurs de pondération liés aux types de rayonnement et à leurs énergies (i.e. $w_R(\alpha) \gg w_R(e^-)$ au chapitre 3).

Une conséquence vis-à-vis de la trajectoire de l'alpha est déductible de l'approche cinématique classique (cf. CI 2.1) :

$$m_\alpha v_1 \cos \theta_1 = m_\alpha v_0 - m_{e^-} v_2 \cos \theta_2 \Rightarrow \cos \theta_1 = \frac{m_\alpha v_0 - m_{e^-} v_2 \cos \theta_2}{m_\alpha v_1} \cong \frac{m_\alpha v_0}{m_\alpha v_1} \approx 1 \Rightarrow \theta_1 \approx 0$$

Ce qui traduit une trajectoire sensiblement rectiligne de l'alpha dans la matière ; il en serait de même pour le proton ou toute autre PLC.

Pour les électrons, plus la particule passe lentement et à proximité d'un électron du cortège électronique, plus le transfert d'énergie par interaction coulombienne et sa déviation sont importants. Pour une énergie supérieure à 500 keV ($v > 0,9c$), l'électron est largement relativiste, ce qui induit peu d'interactions, quasiment pas de déviation et un phénomène assimilable à une

onde de choc dans laquelle la matière du milieu est comme condensée ; l'électron est loin du cortège et ne libère que très peu d'énergie localement. Pour une énergie inférieure à 500 keV, l'électron se rapproche du cortège à une vitesse plus lente ; la probabilité de grands transferts d'énergie avec une grande déviation augmente et le nombre d'interactions s'amplifie à mesure que l'énergie baisse.

À très faible énergie, la déviation de l'électron est sensiblement isotrope, ce qui explique l'aspect totalement erratique de sa trajectoire en toute fin de parcours et la probabilité croissante que ce dernier soit rétrodiffusé (*backscattering*).

La figure 2.1 donne une représentation du parcours et de la densité d'ionisation du milieu (couple de points de part et d'autre des trajectoires) pour un électron et un alpha de même énergie.

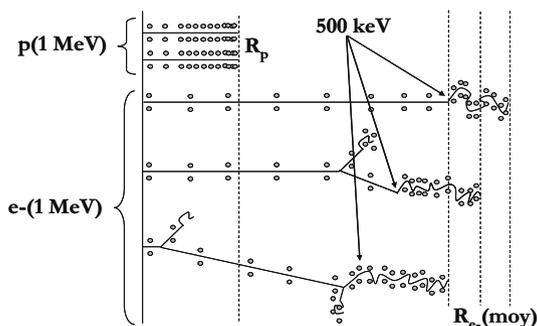


Figure 2.1 – Illustration schématique du parcours des électrons et protons de 1 MeV dans les tissus.

Nous avons admis qu'à énergie cinétique équivalente, en raison de sa très faible vitesse, la PLC va libérer sur sa trajectoire beaucoup plus d'énergie que l'électron sur un parcours (ou portée) beaucoup plus court. Ce schéma illustre également le fait que le parcours (ou portée) R des PLC est sensiblement égal à la longueur de trajectoire L_t , puisque nous avons montré que le transport de celles-ci était sensiblement rectiligne. Ajoutons que la fluence des PLC reste la même jusqu'au terme du parcours, à quelques microfluctuations statistiques près. Le tableau 2.1 donne pour les alphas et protons le parcours dans l'eau (à laquelle on peut assimiler les tissus mous) pour des énergies de 1 MeV, 10 MeV et 100 MeV.

À noter que dans la suite de ce chapitre les tissus seront fréquemment assimilés à l'eau, en raison d'un Z moyen et d'une densité proche.

| Énergie (MeV) | 1 | 10 | 100 |
|---------------|------------------|--------|-------|
| R_p | 50 μm | 1 mm | 10 cm |
| R_α | 5 μm | 0,1 mm | 1 cm |

Tableau 2.1 – Parcours des protons et particules α dans l'eau.

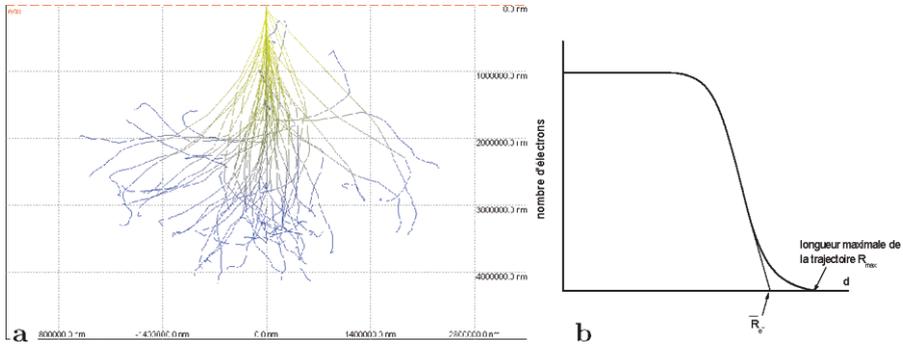


Figure 2.2 – Simulation du transport au moyen d’un code Monte-Carlo d’électrons de 1 MeV dans l’eau (a) illustration schématique de la fluence d’électrons monoénergétiques dans la matière et du parcours R (b).

La figure 2.2 illustre une simulation numérique au moyen du code Monte-Carlo Casino [17] du transport d’électrons de 1 MeV dans l’eau. Plusieurs enseignements peuvent en être tirés : comme montré dans la représentation schématique à la figure 2.1, le début du parcours est plutôt rectiligne et peu accompagné d’ionisations, alors qu’en fin de parcours on assiste à une trajectoire erratique avec de nombreuses collisions assorties de fortes déflexions. En conséquence, contrairement aux PLC, la portée des électrons, R , est très inférieure à la longueur de trajectoire (parcours) : $R \ll L_t$. Par ailleurs, la fluence d’électrons reste sensiblement la même tout au long du parcours, mais en fin de parcours, celle-ci diminue moins brusquement que pour les PLC. Cela est dû à une distribution statistique des parcours de chaque électron du faisceau initial autour d’une valeur moyenne \bar{R}_e en raison de la différence de trajectoire importante. Par convention, cette valeur moyenne est considérée comme effective pour la détermination de la profondeur de parcours des électrons. S’il est théoriquement possible d’accéder à la valeur du parcours des particules chargées de façon analytique, cette approche procède d’un calcul complexe. Il est possible de déterminer la valeur de la portée des électrons au moyen, par exemple, de la formule semi-empirique (2.3) de Katz et Penfold [37] pour des milieux de Z légers (jusqu’à l’aluminium $Z = 13$).

- pour $0,01 \leq E \leq 3$ MeV $R(\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}) = 412 E^n$
avec $n = 1,265 - 0,0954 \ln(E)$ $E(\text{MeV})$ (2.3)
- pour $1 \leq E \leq 20$ MeV $R(\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}) = 530 E - 106$ $E(\text{MeV})$

Ces expressions permettent également de calculer l’épaisseur d’écran nécessaire à l’arrêt complet des électrons dans les matériaux à Z légers. Nous noterons que l’épaisseur est donnée en $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$, il y a lieu de pondérer par la masse volumique du milieu pour obtenir une grandeur homogène à l’unité de longueur. Cette démarche sera récurrente dans la suite de cet ouvrage et permettra de s’affranchir des variations de la masse volumique liées aux fluctuations de pression et de température. Ajoutons que quelques ordres de grandeur peu-

vent être retenus comme la portée d'un électron d'une énergie de 1 MeV : 4 mm dans l'eau et environ 3,2 mètres dans l'air.

2.1.2 Pouvoir d'arrêt massique des particules chargées

Nous avons admis que les particules chargées ralentissent dans la matière. Il convient donc de déterminer la quantité d'énergie cédée au milieu par unité de longueur traversée. Le TLE défini au chapitre 1 qui, rappelons-le, caractérise l'énergie perdue sur un accroissement infinitésimal dx de parcours, remplit cette fonction. Pour les mêmes raisons évoquées plus haut, on est amené à définir une nouvelle grandeur, indépendante de la masse volumique du milieu et dérivée du TLE : le pouvoir d'arrêt massique (*stopping power*) défini à l'équation (2.4).

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx} \right) \quad (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}) \quad (2.4)$$

Cette expression se décline en deux composantes : l'une relative au ralentissement par interaction électronique coulombienne ou collision (*coll*)¹, l'autre par freinage (*rad*) selon l'expression (2.4). Comme admis, le freinage peut être considéré comme négligeable pour les électrons en raison des milieux étudiés dans ce chapitre et pour les PLC en raison de leur masse importante (cf. chapitre 4). Ainsi, il peut être postulé que seule la composante coulombienne subsiste dans les tissus.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{coll}} + \left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{rad}} \right] \cong \frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{coll}} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \quad (2.5)$$

Le pouvoir d'arrêt massique par collision dépend des caractéristiques de la particule et du milieu traversé. Une relation simplifiée de dépendance des différents paramètres physiques entrant en jeu peut s'exprimer selon (2.6).

$$\left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} = \frac{z^2 Z}{A T} \left[\ln \left(\frac{f(T)}{I} \right) + g(T) \right] \quad (2.6)$$

avec T l'énergie cinétique de la particule chargée incidente, z la charge emportée par la particule incidente, A et Z les masse molaire et numéro atomique du milieu traversé et I le potentiel moyen d'excitation (correspondant quasiment à la fréquence moyenne orbitale $\bar{\nu}$ multipliée par la constante de Planck h : $I \approx h\bar{\nu}$). En pratique, cette quantité est difficile à calculer ; elle est déduite de la mesure du pouvoir d'arrêt pour chaque matériau. Elle est accessible au moyen de la formule empirique (2.7) en fonction du Z du milieu.

¹ En 2011, l'ICRU 85a [34] adopte le terme $(dT/dx)_{\text{el}}$ pour définir le pouvoir d'arrêt massique par interaction électronique coulombienne au lieu du terme généralement employé $(dT/dx)_{\text{coll}}$ pour le pouvoir d'arrêt massique par collision. Néanmoins, la notation « coll » est maintenue afin d'assurer la conformité avec les tables de pouvoir d'arrêt massique citées dans cet ouvrage.

$$I = \begin{cases} 12Z + 7 \text{ eV} & \text{pour } Z < 13 \\ 9,76Z + 58,8Z^{-0,19} \text{ eV} & \text{pour } Z \geq 13 \end{cases} \quad (2.7)$$

Ce terme influe de façon importante sur le résultat du pouvoir d'arrêt massique. En effet, pour l'aluminium ($Z = 13$) le calcul conduit à $I_{\text{alu}} \approx 163 \text{ eV}$. Pour l'air, en considérant que ce dernier est quasi exclusivement constitué d'azote ($Z = 7$), il est égal à $I_{\text{air}} \approx 91 \text{ eV}$. Ce terme situé au dénominateur du logarithme de l'expression (2.6) influe fortement sur le résultat du calcul et explique par exemple que, quelle que soit l'énergie T de la particule chargée incidente, l'inégalité (2.8) est toujours vérifiée.

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}}^{\text{air}} > \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}}^{\text{alu}} \quad \forall T \quad (2.8)$$

Le pouvoir d'arrêt massique des tissus est quant à lui systématiquement supérieur à celui de l'air, en raison de la présence dans sa composition d'un nombre d'atomes d'hydrogène important. Cela a pour effet d'abaisser la valeur du potentiel moyen d'excitation vis-à-vis de celui de l'air.

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}}^{\text{tissu}} > \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}}^{\text{air}} \quad \forall T$$

Les formules de Bethe-Block [4, 5] pour les PLC et Rohrlish-Carlson [53] pour les électrons donnent les expressions complètes du pouvoir d'arrêt massique par interaction coulombienne (cf. CI 2.12). À noter que pour les électrons le terme de potentiel moyen d'excitation I est porté au carré et leurs énergies sont préférentiellement exprimées en terme de la valeur de ce rapport β :

$$\beta = v/c = \sqrt{T(T + 2m_e c^2)} / (T + m_e c^2)$$

Il rend compte des effets relativistes ressentis à partir d'une centaine de keV.

La figure 2.3 donne une représentation du pouvoir d'arrêt massique dans l'eau, l'aluminium et l'or pour les protons et les électrons.

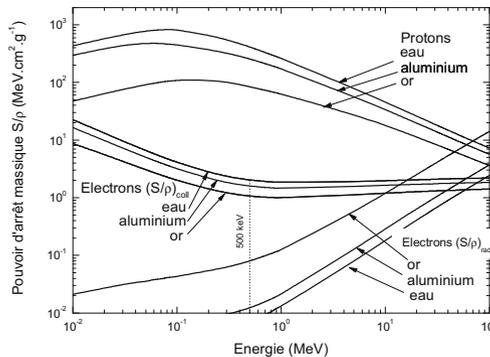


Figure 2.3 – Pouvoir d'arrêt massique dans l'eau, l'aluminium et l'or pour les protons et les électrons (d'après les données de [30] pour les électrons et [36] pour les protons).

Concernant les électrons, on remarquera conformément à l'expression (2.6) que plus l'énergie diminue et plus l'énergie cédée au milieu augmente. Par ailleurs, la courbe pour l'eau conforte l'idée admise qu'au-delà de 500 keV peu d'énergie est transférée et que le pouvoir d'arrêt par collision présente un plateau jusqu'à 100 MeV. Enfin, la courbe confirme également que le pouvoir d'arrêt par freinage peut être négligé, eu égard au domaine d'énergie étudié dans cet ouvrage et vis-à-vis de l'eau, milieu sensiblement équivalent aux tissus biologiques.

Concernant les ions (e.g. protons), on note l'importance de dépôt d'énergie vis-à-vis de celui des électrons pour une énergie équivalente et une augmentation permanente de ce dépôt à mesure que l'énergie diminue jusqu'à environ 100 keV ; en deçà, le processus s'inverse. En effet, à basse énergie (environ 100 keV/nucléon), la formule (2.6) n'est plus valable, la particule présente au milieu une charge effective $z_{\text{eff}}e < ze$ qui décroît continûment quand l'énergie diminue. En effet, à mesure que la vitesse diminue, des électrons libres du cortège ont tendance à se coupler avec l'ion incident, diminuant ainsi sa charge « visible » par le milieu.

Ajoutons enfin que pour un matériau composé de i corps, il est possible d'accéder à la valeur du pouvoir d'arrêt massique pour une énergie donnée selon la moyenne pondérée (2.9).

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_c = \sum_i \left(\frac{S}{\rho}\right)_i \cdot w_i \quad (2.9)$$

avec w_i et $(S/\rho)_i$ respectivement le pourcentage massique et le pouvoir d'arrêt massique du constituant i .

2.1.3 Calcul de la dose absorbée pour les électrons dans les tissus

Nous avons établi dans le chapitre 1 que la notion d'énergie communiquée ϵ aux électrons du milieu traversé, lors du passage d'une particule chargée dans un milieu, était appropriée pour la caractérisation de la dose absorbée en un point du milieu (à la réserve de l'absence de rayonnement de freinage), ce qui en l'espèce peut être postulé pour les tissus et énergies considérés dans cet ouvrage. Dès lors, une approche simpliste permet de caractériser la dose absorbée dans les tissus due à un faisceau d'électrons primaires. Considérons N électrons d'énergie E pénétrant dans une zone délimitée par une surface a , la face avant d'une fine couche de tissu d'épaisseur Δx négligeable devant la portée des électrons ($\Delta x \ll R_{e-}$), de sorte que le nombre d'électrons ne soit pas modifié et reste le même une fois l'épaisseur franchie. On peut postuler que chaque électron est responsable du dépôt d'une quantité énergie communiquée $\Delta\epsilon$. La dose absorbée dans cette zone d'irradiation peut alors s'exprimer comme (2.10).

$$\bar{D}_t = \frac{\bar{\epsilon}}{m} = \frac{N \Delta \epsilon}{\rho a \Delta x} \tag{2.10}$$

Si on fait tendre la masse m de l'énergie moyenne spécifique vers une quantité infinitésimale (opération équivalente sur a et Δx), en rappelant que la dose absorbée est un concept ponctuel, on accède à l'expression théorique (2.11), pour la dose absorbée.

$$D_t = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{D}_t = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\Delta \epsilon}{\Delta x} \right) \left(\frac{N}{a} \right) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx} \right) \Phi = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \Phi \tag{2.11}$$

Ainsi on accède théoriquement à la dose absorbée par le produit de la fluence $\Phi(x)$, des électrons en un point x , du milieu par le pouvoir d'arrêt massique à l'énergie des électrons considérée. Cette approche est également valable pour le débit de dose relié cette fois au débit de fluence. Dans le cas d'un spectre d'énergie de particules chargées, les débits de dose dus à chaque composante énergétique s'additionnent (2.12).

$$\dot{D}_t = \sum_i \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll},i} \dot{\Phi}_i \tag{2.12}$$

Le tableau 2.2 donne des valeurs de pouvoir d'arrêt massique par collision pour des énergies comprises entre 10 keV et 2 MeV, pour des éléments chimiques élémentaires et les composés suivants : l'eau, l'air et les tissus.

| ENERGIE KeV | H | C | N | O | F | Al | Fe | Cu | EAU | AIR | TISSUS |
|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|
| 10 | 51,42 | 20,14 | 19,80 | 19,62 | 17,54 | 16,39 | 13,88 | 13,26 | 23,18 | 19,69 | 22,90 |
| 15 | 36,93 | 14,71 | 14,47 | 14,36 | 12,90 | 12,13 | 10,39 | 9,96 | 16,89 | 14,40 | 16,68 |
| 20 | 29,25 | 11,77 | 11,59 | 11,51 | 10,36 | 9,79 | 8,44 | 8,11 | 13,49 | 11,54 | 13,33 |
| 25 | 24,46 | 9,91 | 9,77 | 9,70 | 8,75 | 8,29 | 7,19 | 6,91 | 11,35 | 9,72 | 11,22 |
| 30 | 21,16 | 8,63 | 8,51 | 8,45 | 7,63 | 7,25 | 6,30 | 6,07 | 9,87 | 8,47 | 9,75 |
| 35 | 18,75 | 7,68 | 7,58 | 7,52 | 6,81 | 6,47 | 5,65 | 5,44 | 8,78 | 7,54 | 8,68 |
| 40 | 16,91 | 6,95 | 6,86 | 6,81 | 6,17 | 5,88 | 5,14 | 4,95 | 7,94 | 6,83 | 7,85 |
| 45 | 15,46 | 6,37 | 6,29 | 6,25 | 5,67 | 5,40 | 4,73 | 4,56 | 7,28 | 6,26 | 7,20 |
| 50 | 14,28 | 5,90 | 5,83 | 5,79 | 5,25 | 5,01 | 4,40 | 4,24 | 6,74 | 5,80 | 6,66 |
| 55 | 13,30 | 5,51 | 5,44 | 5,41 | 4,91 | 4,69 | 4,12 | 3,98 | 6,29 | 5,42 | 6,22 |
| 60 | 12,48 | 5,18 | 5,12 | 5,09 | 4,62 | 4,42 | 3,88 | 3,75 | 5,91 | 5,10 | 5,85 |
| 65 | 11,78 | 4,90 | 4,84 | 4,81 | 4,37 | 4,18 | 3,70 | 3,56 | 5,59 | 4,82 | 5,52 |
| 70 | 11,17 | 4,66 | 4,60 | 4,57 | 4,16 | 3,98 | 3,50 | 3,39 | 5,31 | 4,58 | 5,25 |
| 75 | 10,64 | 4,44 | 4,39 | 4,36 | 3,97 | 3,80 | 3,35 | 3,24 | 5,07 | 4,37 | 5,00 |
| 80 | 10,17 | 4,25 | 4,20 | 4,18 | 3,80 | 3,64 | 3,21 | 3,11 | 4,85 | 4,19 | 4,79 |
| 90 | 9,39 | 3,94 | 3,89 | 3,87 | 3,52 | 3,38 | 2,98 | 2,89 | 4,49 | 3,87 | 4,43 |
| 100 | 8,76 | 3,68 | 3,64 | 3,62 | 3,29 | 3,16 | 2,79 | 2,71 | 4,19 | 3,62 | 4,14 |
| 150 | 6,83 | 2,89 | 2,86 | 2,85 | 2,60 | 2,50 | 2,22 | 2,15 | 3,29 | 2,85 | 3,24 |
| 200 | 5,86 | 2,49 | 2,47 | 2,46 | 2,25 | 2,16 | 1,92 | 1,86 | 2,84 | 2,46 | 2,80 |
| 250 | 5,28 | 2,25 | 2,24 | 2,23 | 2,04 | 1,96 | 1,74 | 1,69 | 2,57 | 2,23 | 2,52 |
| 300 | 4,91 | 2,09 | 2,09 | 2,08 | 1,90 | 1,83 | 1,63 | 1,58 | 2,39 | 2,08 | 2,34 |
| 350 | 4,64 | 1,98 | 1,98 | 1,97 | 1,81 | 1,74 | 1,55 | 1,50 | 2,27 | 1,97 | 2,22 |
| 400 | 4,45 | 1,90 | 1,90 | 1,90 | 1,74 | 1,67 | 1,49 | 1,45 | 2,18 | 1,90 | 2,12 |
| 450 | 4,31 | 1,84 | 1,85 | 1,84 | 1,69 | 1,62 | 1,45 | 1,40 | 2,11 | 1,84 | 2,06 |
| 500 | 4,20 | 1,79 | 1,80 | 1,80 | 1,65 | 1,58 | 1,41 | 1,37 | 2,06 | 1,80 | 2,01 |
| 600 | 4,05 | 1,73 | 1,74 | 1,74 | 1,60 | 1,53 | 1,37 | 1,33 | 1,99 | 1,74 | 1,93 |
| 700 | 3,95 | 1,68 | 1,71 | 1,70 | 1,56 | 1,50 | 1,34 | 1,30 | 1,94 | 1,70 | 1,88 |
| 800 | 3,89 | 1,65 | 1,69 | 1,68 | 1,54 | 1,48 | 1,32 | 1,28 | 1,91 | 1,68 | 1,85 |
| 1 000 | 3,82 | 1,62 | 1,66 | 1,66 | 1,52 | 1,46 | 1,30 | 1,26 | 1,87 | 1,66 | 1,82 |
| 2 000 | 3,83 | 1,60 | 1,69 | 1,68 | 1,55 | 1,47 | 1,31 | 1,27 | 1,85 | 1,68 | 1,81 |

Tableau 2.2 – Pouvoir d'arrêt massique $(S/\rho)_{\text{coll}}$ en $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ pour les électrons (adapté de [46]).

Il existe une relation permettant d'exprimer la dose absorbée à l'interface d'un milieu M_1 et M_2 . À l'interface d'un milieu, nous avons à la face avant et arrière les doses absorbées suivantes :

$$D_{M_1} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{M_1} \Phi_{M_1} \quad \text{et} \quad D_{M_2} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{M_2} \Phi_{M_2}$$

En effectuant le rapport de ces deux grandeurs et en postulant qu'à l'interface la fluence entrante est équivalente à celle sortante $\Phi_{M_1} \approx \Phi_{M_2}$, nous obtenons ainsi l'expression (2.13).

$$\frac{D_{M_1}}{D_{M_2}} = \frac{\left(\frac{S}{\rho} \right)_{M_1}}{\left(\frac{S}{\rho} \right)_{M_2}} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{M_2}^{M_1} \quad (2.13)$$

L'expression (2.11) a la dimension suivante :

$$\dot{D} = \left(\frac{S}{\rho} \right) \times \dot{\Phi} \propto [\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}] \times [\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}] \equiv [\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$$

Pour l'exprimer dans une unité typique des appareils de radioprotection, soit en $\text{mGy} \cdot \text{h}^{-1}$, posons l'équation aux dimensions avec les facteurs de conversion d'unité *ad hoc* comme suit

$$\begin{aligned} & [\text{MeV/g/s}] \times [\text{J/MeV}] \times [\text{g/kg}] \times [\text{s/h}] \times [\text{mGy/Gy}] = [\text{mGy/h}] \\ & \text{soit } [\text{MeV/g/s}] \times [1 \cdot 10^6 \text{ } 1,6 \cdot 10^{-19}] \times [1000] \times [3600] \times [1000] \\ & = [\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}] \times 5,76 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Cette équation aux dimensions conduit aux expressions pratiques (2.14) et (2.15).

$$D(\text{mGy}) = 1,6 \cdot 10^{-7} \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \Phi \quad (2.14)$$

$$\dot{D}(\text{mGy} \cdot \text{h}^{-1}) = \sum_E 5,76 \cdot 10^{-4} \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll},E} \dot{\Phi}_E \quad (2.15)$$

avec $(S/\rho)_{\text{coll}}$ en $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, $\dot{\Phi}_E$ en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, Φ_E en cm^{-2} .

Prenons le cas d'un faisceau parallèle d'électrons monoénergétiques d'énergie $T_{e^-} = 2 \text{ MeV}$ émis par un accélérateur de particules : déterminons la fluence d'électrons responsable d'une dose absorbée de 1 mGy dans les tissus. En se référant au tableau 2.2, nous obtenons pour une énergie de 2 MeV un pouvoir d'arrêt massique de $1,8 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, par conséquent la fluence vaut :

$$\Phi = \frac{D_t}{1,6 \cdot 10^{-7} \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}}} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-7} \times 1,8} = 3,4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$$

Calculons maintenant quel serait le débit de fluence qui produirait un débit de dose absorbé de $1 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ dans les tissus ; en reprenant la formule (2.15), nous obtenons :

$$\dot{\Phi} = \frac{\dot{D}_t}{5,76 \cdot 10^{-4} (S/\rho)_{\text{coll}}} = \frac{\dot{D}_t}{5,76 \cdot 10^{-4} \times 1,8} = 965 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Notons que la formule que nous venons d'établir est valable dès lors que l'on connaît avec précision la fluence ou le débit de fluence des électrons en un point de l'espace. Dans le cas d'un faisceau d'électrons, on peut par exemple calculer avec certitude le débit de dose absorbé à l'entrée d'un milieu, mais tout se complique ensuite à mesure que les électrons pénètrent dans la matière. Nous avons admis précédemment que les électrons peuvent subir un nombre important de déflexions, en particulier aux faibles énergies, qui coïncide avec une trajectoire « erratique » dans le milieu. Cette spécificité rend difficile l'évaluation du débit de fluence en tout point situé en amont du parcours. À ce stade, des calculs de type Monte-Carlo deviennent nécessaires pour prendre le relais de l'approche analytique déterministe et estimer la fluence d'électron, voire la dose absorbée en profondeur (cf. chapitre 6). Grosswendt [23] propose des valeurs calculées de dose absorbée par unité de fluence ($\text{nGy}\cdot\text{cm}^2$) pour des électrons monoénergétiques dans un fantôme ICRU équivalent-tissu composé des quatre éléments chimiques constitutifs des tissus (C-H-O-N). La dose absorbée ou le débit de dose absorbé dans le tissu s'obtient alors par simple pondération d'un coefficient de conversion « fluence-dose absorbée dans les tissus » à l'énergie des électrons primaires, par la fluence ou le débit de fluence d'électrons à l'entrée du tissu selon (2.16).

$$D_t(d) = d_{\Phi} \Phi = \left(\frac{D_t(d)}{\Phi} \right)_{T_0} \Phi \quad (2.16)$$

L'ensemble des valeurs calculées pour des énergies comprises entre 60 keV et 10 MeV est fourni pour des tranches de 0,05 fois le parcours de l'électron à l'énergie des électrons primaires considérée, dans le tableau 2.3.

À titre d'exemple, considérons un faisceau parallèle d'électrons monoénergétiques d'énergie 2 MeV d'une intensité de 5 nA dont la section présente une surface de 10 cm^2 et estimons le débit de dose absorbé sous 0,5 cm de tissu. La formule (2.3) de Katz et Penfold [37] permet d'estimer la portée pour des électrons de 2 MeV dans l'eau pour nous assurer que la profondeur de 0,5 cm est bien inférieure à cette portée et que le calcul de la dose sous cette profondeur ait physiquement un sens :

$$n = 1,265 - 0,0954 \ln(2) = 1,198 \text{ pour } 0,01 < E \leq 3 \text{ MeV}$$

$$\Rightarrow R_0 = 412 \times (2)^{1,198} = 945,21 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$$

| d/R_0 | T (MeV) | | | | | | | | | | | | | |
|-----------|---------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 0,06 | 0,07 | 0,08 | 0,09 | 0,10 | 0,113 | 0,125 | 0,15 | 0,20 | 0,30 | 0,40 | 0,50 | 0,60 | 0,70 |
| 0,00-0,05 | 1,083 | 0,980 | 0,896 | 0,842 | 0,787 | 0,732 | 0,699 | 0,624 | 0,541 | 0,467 | 0,427 | 0,398 | 0,349 | 0,335 |
| 0,05-0,10 | 1,296 | 1,165 | 1,076 | 1,000 | 0,939 | 0,875 | 0,832 | 0,739 | 0,642 | 0,544 | 0,506 | 0,469 | 0,413 | 0,391 |
| 0,10-0,15 | 1,556 | 1,381 | 1,276 | 1,197 | 1,112 | 1,036 | 0,987 | 0,882 | 0,758 | 0,641 | 0,586 | 0,546 | 0,481 | 0,455 |
| 0,15-0,20 | 1,856 | 1,655 | 1,523 | 1,431 | 1,327 | 1,235 | 1,162 | 1,038 | 0,901 | 0,742 | 0,667 | 0,620 | 0,545 | 0,519 |
| 0,20-0,25 | 2,117 | 1,898 | 1,738 | 1,645 | 1,522 | 1,414 | 1,323 | 1,191 | 1,028 | 0,833 | 0,741 | 0,684 | 0,601 | 0,578 |
| 0,25-0,30 | 2,339 | 2,106 | 1,910 | 1,783 | 1,664 | 1,557 | 1,442 | 1,301 | 1,110 | 0,911 | 0,794 | 0,736 | 0,641 | 0,618 |
| 0,30-0,35 | 2,493 | 2,217 | 2,028 | 1,867 | 1,731 | 1,618 | 1,522 | 1,350 | 1,156 | 0,940 | 0,822 | 0,763 | 0,667 | 0,636 |
| 0,35-0,40 | 2,568 | 2,291 | 2,085 | 1,899 | 1,770 | 1,651 | 1,550 | 1,371 | 1,163 | 0,939 | 0,821 | 0,755 | 0,674 | 0,634 |
| 0,40-0,45 | 2,567 | 2,275 | 2,062 | 1,890 | 1,752 | 1,638 | 1,523 | 1,355 | 1,152 | 0,927 | 0,803 | 0,734 | 0,658 | 0,629 |
| 0,45-0,50 | 2,508 | 2,219 | 2,010 | 1,843 | 1,706 | 1,583 | 1,470 | 1,305 | 1,095 | 0,876 | 0,759 | 0,687 | 0,629 | 0,606 |
| 0,50-0,55 | 2,384 | 2,113 | 1,907 | 1,734 | 1,620 | 1,478 | 1,376 | 1,224 | 1,025 | 0,809 | 0,701 | 0,634 | 0,573 | 0,550 |
| 0,55-0,60 | 2,192 | 1,939 | 1,761 | 1,583 | 1,482 | 1,332 | 1,253 | 1,122 | 0,927 | 0,727 | 0,611 | 0,555 | 0,517 | 0,497 |
| 0,60-0,65 | 1,920 | 1,720 | 1,552 | 1,418 | 1,324 | 1,178 | 1,098 | 0,979 | 0,795 | 0,614 | 0,516 | 0,466 | 0,451 | 0,432 |
| 0,65-0,70 | 1,644 | 1,462 | 1,311 | 1,178 | 1,092 | 0,993 | 0,909 | 0,808 | 0,644 | 0,486 | 0,409 | 0,354 | 0,378 | 0,355 |
| 0,70-0,75 | 1,291 | 1,170 | 1,040 | 0,947 | 0,860 | 0,779 | 0,709 | 0,622 | 0,489 | 0,359 | 0,291 | 0,255 | 0,293 | 0,280 |
| 0,75-0,80 | 0,957 | 0,855 | 0,765 | 0,700 | 0,645 | 0,565 | 0,516 | 0,441 | 0,343 | 0,236 | 0,188 | 0,161 | 0,214 | 0,205 |
| 0,80-0,85 | 0,625 | 0,571 | 0,508 | 0,444 | 0,416 | 0,368 | 0,329 | 0,279 | 0,202 | 0,139 | 0,104 | 0,085 | 0,140 | 0,133 |
| 0,85-0,90 | 0,366 | 0,320 | 0,287 | 0,262 | 0,232 | 0,205 | 0,188 | 0,147 | 0,103 | 0,066 | 0,048 | 0,037 | 0,078 | 0,074 |
| 0,90-0,95 | 0,179 | 0,162 | 0,142 | 0,129 | 0,114 | 0,094 | 0,086 | 0,067 | 0,043 | 0,024 | 0,016 | 0,011 | 0,037 | 0,034 |
| 0,95-1,00 | 0,072 | 0,064 | 0,054 | 0,045 | 0,045 | 0,035 | 0,031 | 0,025 | 0,013 | 0,006 | 0,004 | 0,003 | 0,013 | 0,011 |
| 1,00-1,05 | 0,022 | 0,017 | 0,013 | 0,013 | 0,012 | 0,009 | 0,008 | 0,006 | 0,003 | 0,001 | 0,001 | 0,000 | 0,003 | 0,003 |
| 1,05-1,10 | 0,005 | 0,004 | 0,003 | 0,002 | 0,002 | 0,003 | 0,002 | 0,001 | 0,001 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| d/R_0 | 0,80 | 1,00 | 1,25 | 1,50 | 1,75 | 2,00 | 2,50 | 3,00 | 3,50 | 4,00 | 5,00 | 6,00 | 8,00 | 10,00 |
| 0,00-0,05 | 0,327 | 0,311 | 0,300 | 0,293 | 0,290 | 0,288 | 0,283 | 0,281 | 0,283 | 0,282 | 0,283 | 0,285 | 0,287 | 0,289 |
| 0,05-0,10 | 0,379 | 0,356 | 0,338 | 0,328 | 0,323 | 0,317 | 0,309 | 0,306 | 0,305 | 0,302 | 0,301 | 0,301 | 0,302 | 0,305 |
| 0,10-0,15 | 0,436 | 0,408 | 0,386 | 0,368 | 0,356 | 0,347 | 0,334 | 0,329 | 0,324 | 0,318 | 0,316 | 0,314 | 0,314 | 0,315 |
| 0,15-0,20 | 0,498 | 0,463 | 0,434 | 0,413 | 0,396 | 0,386 | 0,364 | 0,357 | 0,347 | 0,339 | 0,332 | 0,328 | 0,324 | 0,324 |
| 0,20-0,25 | 0,551 | 0,514 | 0,479 | 0,458 | 0,439 | 0,426 | 0,402 | 0,387 | 0,373 | 0,365 | 0,352 | 0,344 | 0,336 | 0,334 |
| 0,25-0,30 | 0,589 | 0,550 | 0,522 | 0,496 | 0,478 | 0,462 | 0,434 | 0,418 | 0,402 | 0,392 | 0,373 | 0,363 | 0,350 | 0,343 |
| 0,30-0,35 | 0,611 | 0,573 | 0,546 | 0,521 | 0,507 | 0,487 | 0,463 | 0,444 | 0,431 | 0,420 | 0,398 | 0,382 | 0,366 | 0,355 |
| 0,35-0,40 | 0,612 | 0,574 | 0,552 | 0,529 | 0,513 | 0,503 | 0,483 | 0,466 | 0,451 | 0,441 | 0,419 | 0,402 | 0,383 | 0,368 |
| 0,40-0,45 | 0,601 | 0,567 | 0,542 | 0,524 | 0,510 | 0,501 | 0,485 | 0,471 | 0,465 | 0,453 | 0,434 | 0,421 | 0,398 | 0,381 |
| 0,45-0,50 | 0,571 | 0,543 | 0,517 | 0,508 | 0,494 | 0,486 | 0,476 | 0,470 | 0,464 | 0,455 | 0,442 | 0,430 | 0,409 | 0,391 |
| 0,50-0,55 | 0,531 | 0,504 | 0,486 | 0,473 | 0,468 | 0,458 | 0,454 | 0,448 | 0,451 | 0,444 | 0,441 | 0,429 | 0,411 | 0,400 |
| 0,55-0,60 | 0,477 | 0,460 | 0,441 | 0,433 | 0,428 | 0,424 | 0,423 | 0,421 | 0,420 | 0,422 | 0,419 | 0,417 | 0,407 | 0,401 |
| 0,60-0,65 | 0,418 | 0,404 | 0,386 | 0,377 | 0,378 | 0,375 | 0,378 | 0,382 | 0,382 | 0,388 | 0,390 | 0,393 | 0,392 | 0,389 |
| 0,65-0,70 | 0,346 | 0,332 | 0,319 | 0,317 | 0,316 | 0,322 | 0,325 | 0,327 | 0,336 | 0,340 | 0,350 | 0,357 | 0,369 | 0,370 |
| 0,70-0,75 | 0,270 | 0,259 | 0,254 | 0,251 | 0,250 | 0,255 | 0,264 | 0,270 | 0,274 | 0,283 | 0,304 | 0,311 | 0,327 | 0,336 |
| 0,75-0,80 | 0,192 | 0,190 | 0,185 | 0,187 | 0,186 | 0,188 | 0,202 | 0,206 | 0,212 | 0,219 | 0,240 | 0,254 | 0,276 | 0,288 |
| 0,80-0,85 | 0,125 | 0,124 | 0,121 | 0,121 | 0,123 | 0,126 | 0,137 | 0,143 | 0,151 | 0,157 | 0,175 | 0,191 | 0,217 | 0,236 |
| 0,85-0,90 | 0,071 | 0,068 | 0,069 | 0,070 | 0,073 | 0,076 | 0,083 | 0,087 | 0,093 | 0,100 | 0,115 | 0,129 | 0,152 | 0,173 |
| 0,90-0,95 | 0,033 | 0,032 | 0,032 | 0,033 | 0,034 | 0,036 | 0,042 | 0,043 | 0,047 | 0,054 | 0,063 | 0,074 | 0,092 | 0,111 |
| 0,95-1,00 | 0,012 | 0,011 | 0,011 | 0,011 | 0,011 | 0,013 | 0,016 | 0,017 | 0,019 | 0,022 | 0,027 | 0,033 | 0,047 | 0,060 |
| 1,00-1,05 | 0,003 | 0,003 | 0,003 | 0,003 | 0,003 | 0,003 | 0,004 | 0,004 | 0,005 | 0,006 | 0,008 | 0,011 | 0,018 | 0,025 |
| 1,05-1,10 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,002 | 0,003 | 0,005 | 0,008 |

Tableau 2.3 – Coefficient de conversion « fluence d'électrons primaires-dose absorbée à une profondeur d dans un fantôme tissu ICRU » $D_t(d)/\Phi$, en fonction du ratio d/R_0 avec R_0 le parcours des électrons dans l'eau, pour des énergies d'électrons comprises entre 60 keV et 10 MeV, en nGy·cm² (d'après [23], avec l'autorisation de Oxford University Press).

À la densité de l'eau, la portée est de 0,94 cm et le point d'intérêt de 0,5 cm se trouve bien en deçà de cette profondeur. Reste à faire le rapport de la profondeur d'intérêt, d , sur le parcours R_0 calculé précédemment :

$$\frac{d}{R_0} = 0,53$$

Pour l'intervalle « 0,50–0,55 », nous obtenons dans le tableau 2.3 la valeur du coefficient de conversion correspondante :

$$\left(\frac{D_t(d)}{\Phi} \right) = 0,458 \text{ nGy} \cdot \text{cm}^2$$

Calculons le débit de fluence des électrons primaires dans le faisceau :

$$\dot{\Phi} = \frac{i}{ae} = \frac{5 \cdot 10^{-9}}{10 \times 1,6 \cdot 10^{-19}} = 3,12 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Le débit de dose absorbée dans le tissu sous cette profondeur vaut finalement :

$$\dot{D}_t(0,5 \text{ cm}) = \left(\frac{D_t(d)}{\Phi} \right)_T \dot{\Phi} = 0,458 \cdot 10^{-9} \times 3,12 \cdot 10^9 \times 3600 = 5,1 \cdot 10^3 \text{ Gy/h}$$

Dans les figures 2.4 et 2.5 sont présentés d'une part la dose absorbée maximale par unité de fluence d'électrons primaires dans l'eau et d'autre part les profils de dose absorbée pour des électrons monoénergétiques de 100 keV et 10 MeV.

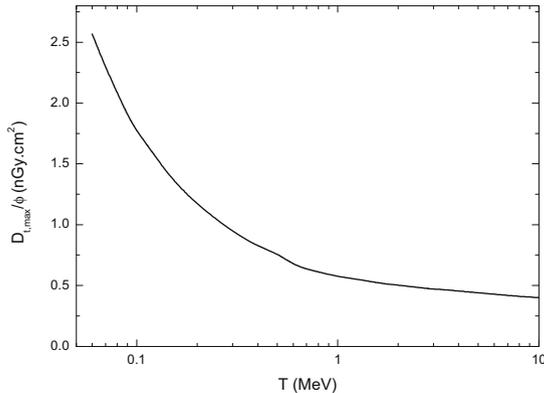


Figure 2.4 – Dose absorbée maximale par unité de fluence d'électrons primaires dans l'eau, adaptée de [23].

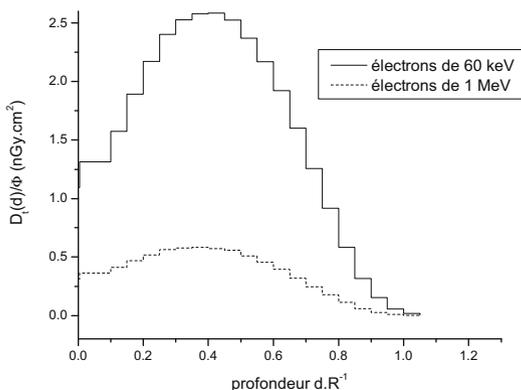


Figure 2.5 – Facteur $(D_i(d)/\Phi)_T$ en fonction de d/R_0 pour des électrons de 60 keV et 2 MeV, adaptée de [23].

2.1.4 Calcul de la dose dans les tissus pour les particules β

Rappelons que dans le cas d'une désintégration β , des électrons ou positrons sont émis avec des énergies couvrant un spectre énergétique continu. Dans ce contexte, il est possible de déterminer un « pouvoir d'arrêt massique moyen par collision » $(S/\rho)_{\text{coll}}$ en procédant à une moyenne pondérée de $(S/\rho)_{\text{coll}}$ sur l'ensemble de la distribution spectrale en énergie selon (2.17).

$$\left(\overline{\frac{S}{\rho}}\right)_{\text{coll}} = \frac{\int_0^{T_{\beta}^{\text{max}}} \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}} \Phi_E dE}{\int_0^{T_{\beta}^{\text{max}}} \Phi_E dE} = \frac{D_{\beta}}{\Phi_{\beta}} \quad (2.17)$$

Ainsi le numérateur est égal à la dose absorbée induite par un spectre β et le dénominateur est égal à la fluence de particules chargées, d'où la relation fondamentale de la dose absorbée (2.18) pour un spectre β .

$$\dot{D}_{\beta} = \left(\overline{\frac{S}{\rho}}\right)_{\text{el}} \dot{\Phi}_{\beta} \quad (2.18)$$

où $\left(\overline{\frac{S}{\rho}}\right)_{\text{coll}}$ peut être considéré comme le pouvoir d'arrêt massique à l'énergie moyenne du spectre β : T_{β} . (Nota : par commodité d'écriture nous cesserons dans ce chapitre de mentionner « coll » en indice des pouvoirs d'arrêt massiques).

Bien que la traversée du milieu M déforme le spectre, nous considérons que la valeur moyenne de l'énergie reste invariante. Ainsi la dose peut être calculée par l'équation (2.18) en première approche, en considérant qu'en profondeur la fluence de β répond grossièrement à une atténuation en exponentielle décrois-

sante. Cependant, il est difficile d'obtenir de façon rigoureuse cette fluence sans passer par des méthodes de calcul de transport de type Monte-Carlo [51]. Loevinger *et al.* [43] ont proposé des expressions semi-empiriques pour une source β ponctuelle dans un milieu semi-infini. Ces expressions, affinées par Cross [13], sont données dans l'équation (2.19) donnant la dose (Gy) à la profondeur x ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$) dans un matériau homogène semi-infini.

$$D(x) = \begin{cases} \frac{k}{(\nu \cdot x)^2} [C - \nu \cdot x \cdot \exp(1 - \nu \cdot x / C) + \nu \cdot x \cdot \exp(1 - \nu \cdot x) - A] & \text{si } x \leq C / \nu \\ \frac{k}{(\nu \cdot x)^2} [\nu \cdot x \cdot \exp(1 - \nu \cdot x) - A] & \text{si } C / \nu < x < R \\ 0 & \text{si } x > R \end{cases} \quad (2.19)$$

Les coefficients ν sont donnés en fonction du milieu par :

$$\nu \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)} = \frac{18,6}{(E_{\beta\text{max}} - 0,036)^{1,37}} \text{ pour l'eau} \quad (2.20)$$

$$\nu \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)} = \frac{16}{(E_{\beta\text{max}} - 0,036)^{1,4}} \text{ pour l'air} \quad (2.21)$$

La valeur du coefficient k est donnée par l'expression (2.22).

$$k \text{ (Gy)} = 1,6 \cdot 10^{-10} \left(\frac{\nu^3 E_{\beta\text{moy}} \alpha}{4\pi\rho} \right) \quad (2.22)$$

$$\alpha = \left(3C^2 - (C^2 - 1) \cdot \exp(1) - (1 + \nu R + \nu^2 R^2) \cdot \exp(1 - \nu R) \right)^{-1} \quad (2.23)$$

Le coefficient C dépend de l'énergie maximale, de la nature du spectre d'émission et selon qu'il s'agit d'un électron ou d'un positon, il est donné par l'expression (2.24).

$$C = \begin{cases} 1,349 - 0,416 \ln(E_{\text{max}}) & \text{pour les spectres simples} \\ 1,637 - 0,496 \ln(E_{\text{max}}) & \text{pour les spectres multi-composant} \\ 1,135 - 0,1086 \ln(E_{\text{max}}) - 0,0861 (\ln E_{\text{max}})^2 & \text{pour les positrons} \end{cases} \quad (2.24)$$

$$A = \nu R \exp(1 - \nu R) \text{ et } \bar{R} = 0,74 \times R_{\text{max}} \quad (2.25)$$

avec R_{max} la portée maximale des particules β .

Il faut noter que l'expression (2.19) bien que semi-empirique donne une très bonne approximation de la dose β en profondeur. Bourgois [6] compare les résultats de la distribution de la dose d'une source β ponctuelle dans de l'eau obtenus par l'expression (2.19) avec ceux d'un code de transport de type Monte-Carlo (MCNPX [49]) pour quatre radionucléides (figure 2.6). On observe une bonne concordance des résultats.

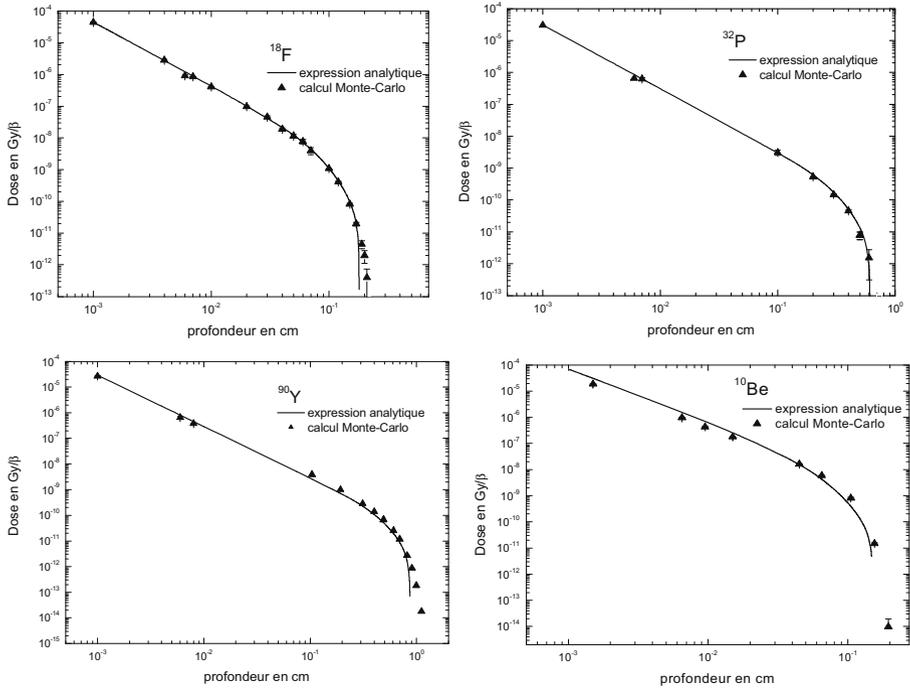


Figure 2.6 – Comparaison des doses β calculées par l'expression analytique (2.19) et par un code Monte-Carlo MCNPX, dans l'eau (d'après [6], avec l'autorisation de EDP Sciences).

Appliquons cette approche pour estimer le débit de dose au contact d'une source ponctuelle de ^{32}P de 4 MBq sous 70 μm d'eau. Le ^{32}P émet un spectre β d'énergie maximale 1,71 MeV et d'énergie moyenne 0,696 MeV. Les paramètres intermédiaires pour le calcul de l'équation (2.19) sont les suivants :

$$\nu = \frac{18,6}{(1,71 - 0,036)^{1,37}} = 9 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} = 9 \text{ cm pour l'eau,}$$

$$C = 1,349 - 0,416 \ln(E_{\text{max}}) = 1,12$$

$$R_{\text{max}} = 0,412 E^{1,265 - 0,0954 \ln(1,71)} = 0,8 \text{ cm}$$

$$\text{Soit : } \bar{R} = 0,74 \times R_{\text{max}} = 0,58$$

$$\alpha = \left(3C^2 - (C^2 - 1) \cdot \exp(1) - (1 + \nu R + \nu^2 R^2) \cdot \exp(1 - \nu R) \right)^{-1} = 0,32$$

$$k = 1,6 \cdot 10^{-10} \left(\frac{\nu^3 E_{\beta\text{moy}} \alpha}{4\pi\rho} \right) = \frac{9^3 \times 0,696 \times 0,32}{4\pi \times 1} = 2,1 \cdot 10^{-9} \text{ Gy}$$

$$A = \nu R \times \exp(1 - \nu R) = 9 \times 0,58 \times \exp(1 - 9 \times 0,58) = 7,7 \cdot 10^{-2}$$

$$C / \nu = 0,12 \text{ cm donc } x \leq C / \nu$$

Il vient par conséquent :

$$D(x) = \frac{k}{(\nu \cdot x)^2} \left[C - \nu \cdot x \cdot \exp(1 - \nu \cdot x / C) + \nu \cdot x \cdot \exp(1 - \nu \cdot x) - A \right]$$

$$D(x) = \frac{2,1 \cdot 10^{-9}}{(9 \times 7 \cdot 10^{-3})^2} \left[1,12 - 9 \times 7 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(1 - 9 \times 7 \cdot 10^{-3} / 1,12) + 9 \times 7 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(1 - 9 \times 7 \cdot 10^{-3}) - 7,7 \cdot 10^{-2} \right]$$

$$D = 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ Gy pour un } \beta$$

Ainsi : $\dot{D} = 5,14 \cdot 10^{-7} \times 4 \cdot 10^6 \times 3600 = 8060 \text{ Gy/h}$, le débit de dose au voisinage de la source est par conséquent extrêmement important.

2.1.5 Calcul de la dose dans les tissus pour les PLC

Nous avons montré que plus l'énergie des ions diminue et plus le pouvoir d'arrêt augmente de façon importante jusqu'à une énergie minimale correspondant à un changement de charge effective de la PLC. Ainsi, en fin de parcours d'un ion, on observe une augmentation rapide de l'énergie déposée qui atteint son maxima dans un « pic de Bragg ».

Pour des ions de haute énergie, outre les dépôts d'énergie par interactions coulombiennes, il convient également de prendre en compte les interactions de type nucléaire, responsables de la production de particules chargées secondaires (e.g. (p,t), (p, α)...). L'énergie communiquée au milieu dans ces processus l'est par la mise en mouvement de ces particules secondaires créées et par les noyaux de recul résultants. Paganetti [45] a simulé la dose absorbée due aux protons primaires et à ces particules secondaires en fonction de la profondeur dans un fantôme d'eau pour un faisceau de protons d'énergie initiale de 160 MeV. Celle-ci est représentée sur la figure 2.7. La dose totale est due à différents types de particules : protons primaires et particules secondaires : p, α , ^3He , d et t.

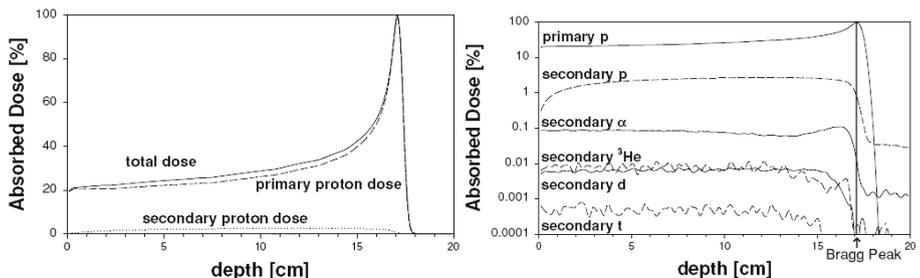


Figure 2.7 – Distribution de la dose absorbée dans un fantôme d'eau pour un faisceau de protons de 160 MeV, d'après [45], avec l'autorisation de IOP Publishing. Nota : courbe de gauche en lin-lin courbe de droite en lin-log.

Gunzert-Marx *et al.* [24] ont effectué le même type de simulation (en terme d'ionisation) pour des ions ^{12}C de haute énergie : 200 MeV/u. La figure 2.8 représente cette simulation. Rappelons que ce type d'ion est aujourd'hui usité en hadronthérapie.

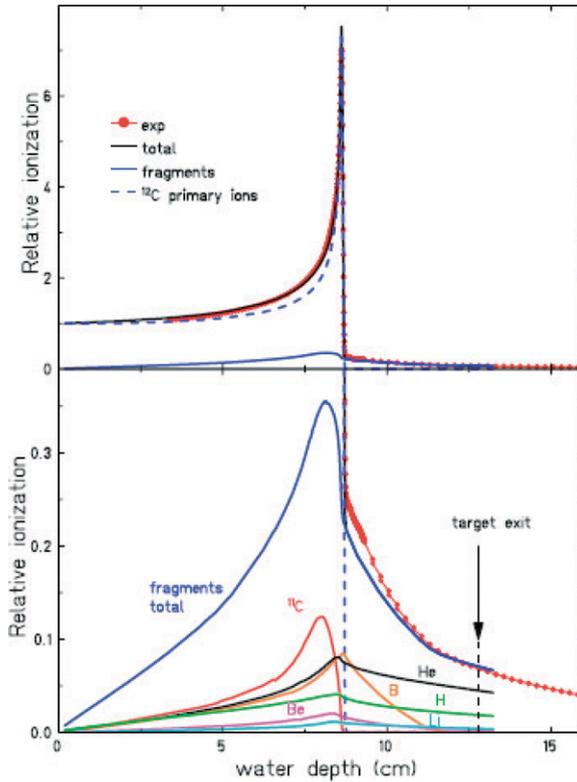


Figure 2.8 – Ionisation d'un faisceau d'ion ^{12}C de 200 MeV/u dans l'eau. L'ionisation totale est due à différents types de particules : ions primaires et particules secondaires (d'après [24], avec l'autorisation de IOP Publishing). Nota : la courbe du bas est un zoom de celle du haut.

Les figures 2.7 et 2.8 montrent que la dose absorbée croît jusqu'au pic de Bragg et que cette dernière est essentiellement imputable au faisceau primaire d'ions jusqu'à ce pic. Au-delà, elle est due aux ions secondaires. Golovachik *et al.* [22] estiment que la dose absorbée due à un faisceau de protons d'énergie primaire comprise entre 2 et 600 MeV reste peu influencée par les particules secondaires produites lors des interactions nucléaires.

Des calculs de dose absorbée dans la sphère ICRU de 30 cm à l'aide d'un code de transport de type Monte-Carlo, pour des protons de forte énergie, ont été réalisés. La figure 2.9, issue de Pelliccioni [48], donne les facteurs de conversion « fluence-dose absorbée dans les tissus », en fonction de la profondeur de la sphère ICRU pour des protons d'énergies différentes.

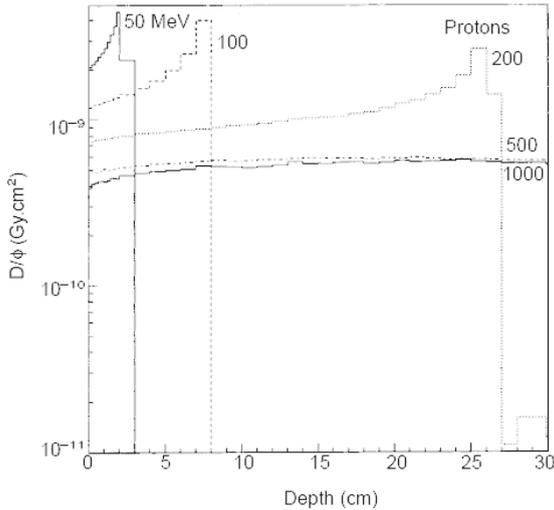


Figure 2.9 – Facteurs de conversion fluence-dose absorbée en fonction de la profondeur de la sphère ICRU pour des protons incidents d'énergie monocinétique de 50, 100, 200, 500 et 1000 MeV (d'après [48], avec l'autorisation de Oxford University Press).

2.1.6 Mesure de la dose absorbée pour les électrons et les rayonnements β

Au préalable, il convient de définir un concept fondamental lié à la métrologie des rayonnements ionisants : la notion de dosimètre absolu. Il s'agit de la propriété qu'ont certains dispositifs de détection à restituer directement une grandeur dosimétrique par proportionnalité directe à une grandeur physique mesurée. Ainsi si G_D est la grandeur dosimétrique recherchée, et que le m_g est la valeur d'une grandeur physique mesurée par le détecteur, en présence d'un dosimètre absolu, il existe un coefficient de proportionnalité N_D tel que l'égalité simple (2.26) soit vérifiée.

$$G_D = N_D m_g \quad (2.26)$$

Le terme N_D , nous le verrons au chapitre 3, peut être qualifié de coefficient d'étalonnage. On accède à la mesure de la dose absorbée dans les tissus D_t au moyen d'une chambre à extrapolation dans le cas des rayonnements β : il s'agit d'une chambre d'ionisation « équivalent-tissu » à parois minces dont nous détaillerons le fonctionnement dans la partie de ce chapitre consacrée aux photons, ce type de détecteur étant également approprié pour les grandeurs physiques de référence liées au photon : le kerma dans l'air.

Concernant les électrons monocinétiques, deux types de dispositifs de dosimétrie absolue permettent d'accéder à la dose absorbée dans les tissus : le calorimètre et les dosimètres chimiques, dont nous allons expliciter le principe.

Le calorimètre

C'est la technique permettant l'accès le plus direct à l'énergie communiquée par le rayonnement à la matière, donc à la dose absorbée. En effet, la dégradation ultime de cette énergie conduit à une simple augmentation de l'agitation thermique du milieu. L'application de cette technique est principalement limitée par sa faible sensibilité, de l'ordre du mK/Gy. Le calorimètre solide est constitué d'un bloc du matériau de référence (graphite ou équivalent-tissu), au sein duquel un absorbeur (élément sensible) de même composition et de masse de l'ordre d'un gramme est isolé thermiquement du reste de l'instrument par une succession d'interstices de vide et d'écrans. Dans cet absorbeur, la quantité de chaleur résultant de l'irradiation est mesurée avec une thermistance constituant l'une des branches d'un pont de Wheatstone. L'étalonnage du système est effectué en injectant une quantité de chaleur connue par effet Joule. Ce mode de fonctionnement est dit « quasi adiabatique ». Un nouveau mode de fonctionnement, dit « à température constante », a été mis au point ces dernières années au LNHB [15]. Son principe consiste à maintenir l'écran à une température fixe et à dissiper dans l'absorbeur une puissance électrique par effet Joule permettant d'atteindre un équilibre thermique. Lors de l'irradiation, la puissance nécessaire au maintien de cet équilibre est réduite proportionnellement à l'énergie déposée par les rayonnements. La valeur du débit de dose est proportionnelle à la différence des puissances électriques en l'absence et en présence d'irradiation.

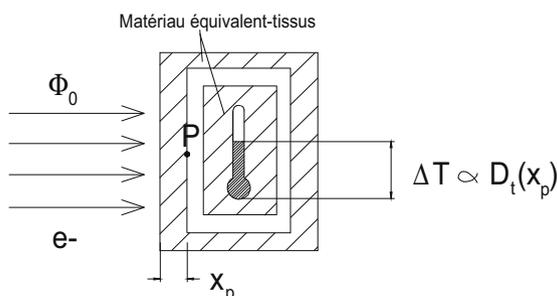


Figure 2.10 – Schéma de principe d'un calorimètre soumis à un champ d'électron.

Ajoutons qu'il existe également une calorimétrie dans l'eau dont l'intérêt est de pouvoir mesurer la dose absorbée dans l'eau, grandeur de référence en radiothérapie, de la façon la plus directe possible. Le coefficient de proportionnalité sur ce type de dispositif est le suivant. En sachant que la quantité de chaleur Q fournie à un milieu de capacité thermique massique c_p ($\text{j}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) est liée à la variation de température ΔT (K) comme suit : $Q = mc_p\Delta T$, avec m la masse du milieu de transfert. La dose moyenne délivrée dans une masse m est de fait liée à la mesure de la température par la relation (2.27).

$$\bar{D} = \frac{\bar{\epsilon}}{m} = \frac{Q}{m} = c_p\Delta T \quad (2.27)$$

Par analogie avec l'expression (2.26), le coefficient de proportionnalité de ce dosimètre absolu est $N_D = c_p$ et la grandeur physique mesurée $m_g = \Delta T$, pour la grandeur dosimétrique \bar{D} . À titre d'exemple, considérons le champ d'électrons primaires d'énergie 2 MeV présentant une fluence $\Phi = 6,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ à la face avant d'un calorimètre dont l'écran présente une épaisseur de 0,5 cm de matériau équivalent-tissu, l'absorbeur est constitué d'un disque de 2 cm de diamètre pour une épaisseur de 0,3 cm, également, en équivalent-tissu que l'on assimilera à de l'eau de densité 1 (i.e. masse d'environ 1 g). Déterminons la variation de température provoquée par une telle fluence. Le calcul précédent donnait pour une énergie monocinétique de 2 MeV une portée $R_e = 0,94 \text{ cm}$, supérieur à l'épaisseur d'écran additionnée de celle de l'absorbeur (i.e. 0,8 cm), ce qui implique qu'une fluence constante va parcourir la zone sensible. Il convient de déterminer l'énergie moyenne distribuée dans l'absorbeur au moyen du tableau 2.3, pour des intervalles de parcours compris entre : $d/R_0 = 0,5/0,94 = 0,53$ et $d/R_0 = (0,5 + 0,3)/0,94 = 0,85$. Dans cette zone, les coefficients de dose en $\text{nGy} \cdot \text{cm}^2$ annoncés dans le tableau 2.3 pour une énergie de 2 MeV sont : $d_\Phi(0,5 - 0,55) = 0,458$, $d_\Phi(0,55 - 0,6) = 0,424$, $d_\Phi(0,6 - 0,65) = 0,375$, $d_\Phi(0,65 - 0,7) = 0,322$, $d_\Phi(0,7 - 0,75) = 0,255$, $d_\Phi(0,75 - 0,8) = 0,188$, $d_\Phi(0,8 - 0,85) = 0,126$.

Comme chaque intervalle de parcours est de même longueur, on peut procéder à une moyenne arithmétique sur l'ensemble de ces coefficients afin d'obtenir un coefficient de dose moyen dans l'absorbeur : $\bar{d}_\Phi = 0,306 \text{ nGy} \cdot \text{cm}^2$. À la fluence considérée, la dose moyenne déposée dans l'absorbeur et donc dans le tissu est :

$$\bar{D}_t = \bar{d}_\Phi \Phi = 0,306 \cdot 10^{-9} \times 6,5 \cdot 10^9 \approx 2 \text{ Gy}$$

La variation de température correspondant à une telle dose, en sachant que la capacité thermique massique pour les tissus est de $0,83 \text{ cal/g/K}$, soit $3,55 \cdot 10^3 \text{ J/kg/K}$, est tirée de (2.27).

$$\Delta T = \frac{\bar{D}_t}{c_p} = \frac{2}{3,55 \cdot 10^3} = 0,56 \text{ mK}$$

On notera la nécessité de mesurer cette variation avec des thermomètres de grande sensibilité, en raison de sa faiblesse. Par ailleurs, si la dimension de l'absorbeur est petite devant l'épaisseur x_p de l'écran du bloc, il peut être postulé que la dose moyenne mesurée est égale à la dose absorbée – ponctuelle – sous une profondeur correspondant à cette épaisseur : $D_t(x_p) \cong \bar{D}_t$.

Dosimètre chimique de Fricke

Dans un milieu irradié, les ionisations et excitations atomiques et moléculaires initiales provoquent des modifications chimiques qui peuvent, dans certains cas, permettre une mesure dosimétrique. Le système chimique le plus utilisé est le dosimètre de Fricke, basé sur l'oxydation d'une solution aqueuse acide de sulfate ferreux. L'entité considérée est l'ion ferrique résultant de cette oxydation, dont la concentration est mesurée par spectrophotométrie. Il existe

un lien de proportionnalité entre cette concentration et la dose absorbée dans le milieu. Le coefficient de proportionnalité N_D est ici le rendement chimique en ions ferriques $G(\text{Fe}^{3+})$ qui varie selon la nature et l'énergie des rayonnements et vaut typiquement de l'ordre de 10^{-6} Mol/kg/Gy. Ce système présente l'avantage d'être quasi identique à l'eau. Si la sensibilité des dosimètres fonctionnant selon cette technologie est faible, à savoir une dose minimale acceptable de 20 Gy pour une utilisation métrologique, la performance sur l'incertitude de l'ordre de 0,1 % rend compatible ce type de dosimètre avec les laboratoires primaires d'étalonnage.

2.2 Cas des photons

Les photons constituent des rayonnements de type « indirectement ionisant » et vont transmettre leur énergie à des particules secondaires, les électrons, qui déposent par suite tout ou partie de leur énergie dans le milieu. L'enjeu de ce paragraphe va donc consister à déterminer de façon théorique quelle énergie \bar{E}_{tr} est transférée, en moyenne, aux électrons du tissu à chaque collision des photons avec les électrons du milieu, permettant d'estimer la seule grandeur dosimétrique systématiquement accessible : le kerma.

Tout d'abord, quelques rappels sur les spécificités physiques des photons : le photon est une particule assimilable à une onde de fréquence ν et d'énergie $E = h\nu$. Cela étant, bien que sa masse soit nulle, il est animé d'une quantité de mouvement p qui ne l'est pas. En effet, en reliant l'énergie à la masse on aboutit à une expression de la quantité de mouvement dépendant de l'énergie totale E de la particule :

$$E = mc^2 \Leftrightarrow m = \frac{E}{c^2} \Leftrightarrow p = \frac{E\nu}{c^2}$$

Comme la vitesse ν du photon est égale à celle de la lumière, la quantité de mouvement peut s'exprimer : $p = h\nu/c \neq 0$, avec h la constante de Planck qui vaut : $6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s. La conservation de la quantité de mouvement lors d'une collision va contribuer à la détermination de l'énergie des particules émergentes en sortie d'interaction. Du point de vue pratique, le domaine d'énergie des photons intéressant la dosimétrie et la radioprotection se situe pour des longueurs d'onde inférieures à 100 nm. Pour cette longueur d'onde, l'énergie correspondante est :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \times 3 \cdot 10^8}{100 \cdot 10^{-9} \times 1,6 \cdot 10^{-19}} = 12 \text{ eV}$$

Cette valeur correspond sensiblement à la plus petite énergie possible d'ionisation dans les tissus. Concernant l'interaction des photons avec la matière, on peut distinguer trois processus majeurs : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et l'effet de création de paire aux conséquences différentes sur le transfert en énergie. Nous omettrons, dans ce chapitre, un autre type

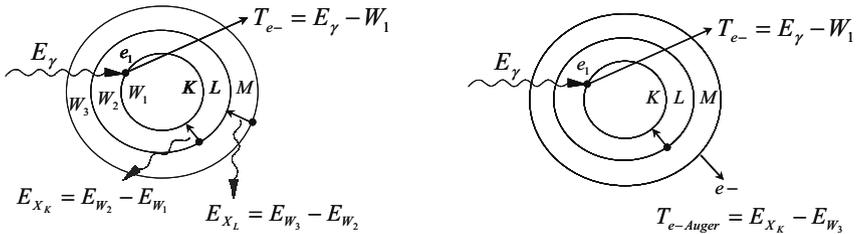
d'interactions intervenant pour des fortes énergies, les réactions « photonucléaires », qui prendront toute leur essence dans le chapitre 4 dédié aux sources de rayonnements secondaires.

2.2.1 L'effet photoélectrique

Un électron est arraché du cortège électronique en emportant l'énergie du photon incident réduite de W_i , l'énergie de liaison orbitale de l'électron sur la couche i . Ces photoélectrons sont monoénergétiques avec des énergies bien déterminées selon l'expression (2.28).

$$T_{ph} = E_\gamma - W_i \quad (2.28)$$

Cette perte d'un électron dans le cortège conduit à un réarrangement d'électrons vers des couches plus liées. Cela conduit à l'émission de rayonnements X de fluorescences ou d'électrons Auger, conformément aux processus d'échange d'énergie détaillé dans la figure 2.11.



Réarrangement avec émission X

Réarrangement avec émission Auger

Figure 2.11 – Interaction photoélectrique avec émission de rayonnement X ou d'électron Auger.

En considérant que l'énergie moyenne d'ionisation dans le tissu \bar{W}_t est négligeable devant l'énergie des photons incidents, l'énergie transférée au photoélectron vaut sensiblement l'énergie du photon primaire. En outre, cette énergie transférée peut être considérée comme moyenne puisqu'elle est le seul résultat possible pour l'effet photoélectrique à une énergie de photon primaire considérée.

$$\bar{E}_{tr} = T_{ph} \cong E_\gamma \quad (2.29)$$

Nota : on néglige l'énergie de liaison dans le cas des milieux légers tels que l'eau ou les tissus humains (~ 10 eV) ; en revanche, pour les milieux denses (Pb) l'énergie de liaison la plus probable est celle de la couche K et peut faire plusieurs dizaines de keV. Cette nuance prendra tout son sens au chapitre 5 relatif aux calculs de dimensionnement des protections biologiques.

En terme de distribution angulaire de la direction des photoélectrons, aux faibles énergies ($\beta \ll 1$), les photoélectrons sont éjectés en majorité à 90° de l'axe d'incidence du photon primaire, alors qu'aux énergies plus fortes ($\beta \cong 1$), ils sont émis dans la même direction que le photon primaire, comme le montre le faisceau de courbes de la figure 2.12.

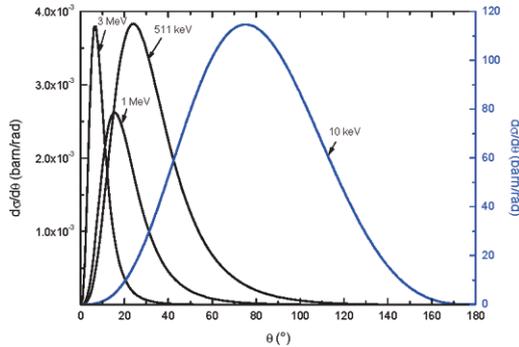


Figure 2.12 – Section efficace différentielle angulaire de l'émission des photoélectrons pour des énergies de photon comprises entre 10 keV et 3 MeV, pour $Z_{\text{eq}} = 7,7$ (cas des tissus).

À noter que cet effet est d'autant plus important que le Z du milieu est élevé et l'énergie du photon incident faible, ce qui se traduit pour la section efficace par la relation de proportionnalité (2.30).

$$\sigma_{\text{ph}} \propto Z^5 E^{-7/2} \quad (2.30)$$

Dans les tissus, cet effet peut être considéré comme prépondérant pour des énergies de photons inférieures à 50 keV et sensiblement inexistant au-delà de 100 keV.

2.2.2 L'effet Compton

Il s'agit de la diffusion inélastique avec altération de l'énergie d'un photon sur un électron du cortège électronique. Cet électron est également éjecté en emportant une partie de l'énergie du photon primaire, comme montré à la figure 2.13.

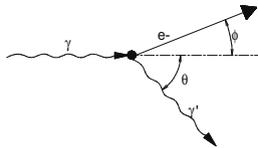


Figure 2.13 – Illustration schématique d'une diffusion Compton.

Il est possible d'accéder à une expression liant l'énergie du photon Compton diffusé à l'énergie initiale au moyen de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique (cf. CI 2.4). Cette relation est donnée par l'expression (2.31).

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.31)$$

Premiers enseignements : il s'agit d'un spectre pour lequel l'énergie du photon Compton est maximale pour $\theta = 0^\circ$ et minimale pour $\theta = 180^\circ$. On remarquera, de plus, que l'énergie d'un photon diffusé à angle droit est inférieure à 0,511 MeV et que celle d'un photon rétrodiffusé à 180° est inférieure à 0,255 MeV, quelle que soit l'énergie du photon incident. Cette propriété aux angles extrêmes sera exploitée lors des calculs de protection liés au rayonnement diffusé abordé au chapitre 5. L'énergie transférée à l'électron Compton s'obtient par soustraction de cette énergie à l'énergie du photon initiale selon (2.32).

$$T_c = E_\gamma - E'_\gamma \Leftrightarrow T_c = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos \theta)}{m_o c^2 + E_\gamma (1 - \cos \theta)} \tag{2.32}$$

Cette énergie est donc minimale pour l'angle $\theta = 0^\circ$ et maximale pour $\theta = 180^\circ$ et donne lieu à l'expression (2.33).

$$T_{c \max} \approx \frac{4E_\gamma^2}{4E_\gamma + 1} \text{ avec } E_\gamma \text{ (MeV)} \tag{2.33}$$

Le tableau 2.4 donne l'évolution de cette énergie maximale transférable à un électron lors du processus Compton.

| | | | | | | | | |
|-------------------------|--------|-------|-------|------|-----|------|------|-------|
| E_γ (MeV) | 0,05 | 0,1 | 0,2 | 0,5 | 1 | 2 | 5 | 10 |
| $T_{c \max}$ (MeV) | 0,0085 | 0,028 | 0,088 | 0,33 | 0,8 | 1,78 | 4,76 | 9,75 |
| $T_{c \max} / E_\gamma$ | 0,17 | 0,28 | 0,45 | 0,66 | 0,8 | 0,9 | 0,95 | 0,975 |

Tableau 2.4 – Variation de l'énergie de l'électron Compton maximale en fonction de l'énergie du photon incident.

On notera que plus l'énergie du photon incident augmente, plus cette énergie maximale susceptible d'être emportée par l'électron Compton devient importante ; cette propriété est illustrée dans la courbe de la figure 2.14. Aux fortes énergies, l'énergie minimale emportée par le photon Compton ($E'_{\gamma \min} = E_\gamma - T_{c \max}$) dans la condition limite où ce dernier rétrodiffuse ($\theta = 180^\circ$) est bornée par l'asymptote à 0,255 MeV.

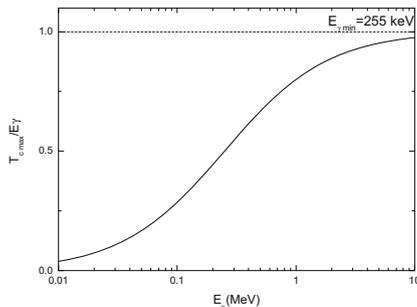


Figure 2.14 – Variation du quotient de l'énergie maximale de l'électron Compton sur l'énergie du photon incident.

On peut définir une relation (2.34) dérivée des équations de la cinématique (cf. CI 2.4), permettant de relier l'angle θ du photon diffusé à l'angle ϕ de l'électron Compton, en fonction de l'énergie du photon primaire.

$$\cot \phi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{0,511} \right) \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.34)$$

La figure 2.15a propose un faisceau de courbes relatif à l'équation (2.34) pour des énergies comprises entre 0,511 et 10 MeV. La figure 2.15b donne une illustration schématique des cas limites de la diffusion Compton.

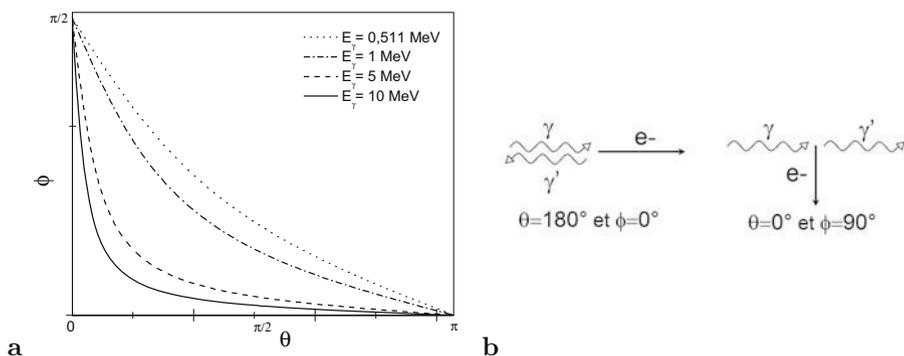


Figure 2.15 – a) Courbe de relation entre l'angle de diffusion du photon et de l'électron lors d'une interaction Compton. b) Configurations limites en termes d'angles lors d'une interaction Compton.

Les enseignements qui peuvent être tirés de ces courbes sont les suivants : l'électron Compton est toujours projeté vers l'avant dans un angle compris entre 0 et 90°. Par ailleurs, quand θ varie de 0 à 180°, ϕ varie de 90 à 0° et l'angle θ est d'autant plus grand que l'angle ϕ est petit.

Ajoutons que l'énergie communiquée à l'électron Compton est d'autant plus grande que l'angle ϕ est petit ; elle est maximale pour $\phi = 0$ et tend vers 0 pour $\phi = 90^\circ$.

Du point de vue statistique, la section efficace différentielle en angle solide, qui traduit la probabilité pour qu'un photon soit diffusé par un électron, dans l'angle solide compris entre Ω et $\Omega + d\Omega$, présentant un angle polaire compris entre θ et $\theta + d\theta$ (figure 2.16), renseigne sur la tendance de diffusion des photons et électrons Compton en fonction de l'énergie.

Cette section efficace différentielle s'exprime au travers de la relation de Klein et Nishina [38] selon (2.35).

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega} \right)_{E_\lambda} = \frac{r_o^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\left(\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} \right) + \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right) - \sin^2 \theta \right) \quad (2.35)$$

avec r_o le rayon classique de l'électron 2,818 fm. En remplaçant E'_γ par son expression (2.35), on obtient une dépendance de cette section efficace différentielle, uniquement en fonction de θ et E_γ .

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_{E_\gamma} = f(E_\gamma, \theta) \tag{2.36}$$

Figure 2.16 – Diffusion des photons lors de l’interaction Compton dans une portion d’angle solide comprise entre Ω et $\Omega + d\Omega$, présentant un angle polaire compris entre θ et $\theta + d\theta$.

La figure 2.17 donne une représentation des distributions de probabilité, déduite de la section efficace de Klein et Nishina [38], d’émettre le photon diffusé dans une direction d’angle polaire θ par rapport à la direction du photon incident initial, en fonction de l’énergie E_γ de ce dernier.

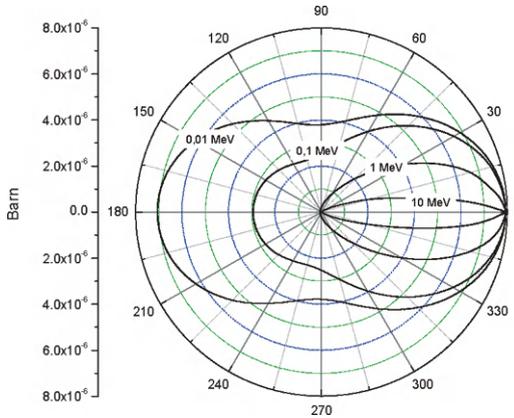


Figure 2.17 – Distribution de probabilité de l’angle de diffusion θ déduite de la section efficace différentielle de Klein-Nishina, pour des énergies de photon incident comprises entre 10 keV et 10 MeV.

On observe que plus l’énergie est importante, moins la diffusion est isotrope et plus le photon diffuse dans la direction du photon incident. Notons que l’on détermine la section efficace Compton totale $\sigma_{c,\text{total}}$ en intégrant sur tout l’espace et en pondérant par le Z du milieu afin de prendre en compte tous les électrons du cortège électronique :

$$\sigma_{c,\text{total}} = Z \int_{\Omega} \left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_{E_\gamma} d\Omega$$

Cette expression non triviale procède d'une somme de termes (cf. CI 2.5) ; en première idée, on peut préciser que cette section efficace est inversement proportionnelle à l'énergie du photon incident, que celle-ci tend vers 0 pour une énergie infinie et qu'elle est de fait directement proportionnelle au Z du milieu traversé :

$$\sigma_{c,\text{total}} \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

On peut également accéder, à partir de l'expression (2.35), à la section efficace différentielle en énergie traduisant la probabilité qu'un photon Compton soit émis avec une énergie comprise entre E'_γ et $E'_\gamma + dE'_\gamma$. Pour cela, il y a lieu d'exprimer θ en fonction de E_γ et E'_γ et de modifier l'élément différentiel $d\Omega = 2\pi r^2 \sin\theta d\theta$ en dE'_γ . Il est alors ensuite possible de déterminer l'énergie moyenne E'_γ emportée par le photon diffusé selon l'intégrale (2.37).

$$\bar{E}'_\gamma = \frac{1}{\sigma_c} \int_{E'_\gamma} E'_\gamma \left(\frac{d\sigma_c}{dE'_\gamma} \right) dE'_\gamma \quad (2.37)$$

L'énergie moyenne emportée (2.38) par l'électron Compton correspondant de fait à l'énergie moyenne transférée au milieu à chaque collision de ce type :

$$\bar{E}_{\text{tr}} = \bar{T}_c = E_\gamma - \bar{E}'_\gamma \quad (2.38)$$

Le tableau 2.5 donne l'évolution de la section efficace, de l'énergie moyenne des électrons Compton et de la fraction d'énergie moyenne transférée à l'électron Compton, pour des énergies de photons primaires comprises entre 10 keV et 10 MeV.

| E_γ (MeV) | σ_c (barn/e ⁻) | $\bar{E}_{\text{tr}} = \bar{T}_c$ (MeV) | $\bar{E}_{\text{tr}}/E_\gamma$ (%) | E_γ (MeV) | σ_c (barn/e ⁻) | $\bar{E}_{\text{tr}} = \bar{T}_c$ (MeV) | $\bar{E}_{\text{tr}}/E_\gamma$ |
|---------------------|--------------------------------------|--|---------------------------------------|---------------------|--------------------------------------|--|--------------------------------|
| 0,01 | 0,64 | 2,00 10 ⁻⁴ | 2,00 | 0,5 | 0,29 | 0,17 | 34,00 |
| 0,015 | 0,63 | 4,00 10 ⁻⁴ | 2,67 | 0,6 | 0,27 | 0,22 | 36,67 |
| 0,02 | 0,62 | 7,00 10 ⁻⁴ | 3,50 | 0,8 | 0,24 | 0,33 | 41,25 |
| 0,03 | 0,60 | 1,60 10 ⁻³ | 5,33 | 1 | 0,21 | 0,44 | 44,00 |
| 0,04 | 0,58 | 2,70 10 ⁻³ | 6,75 | 1,5 | 0,17 | 0,74 | 49,33 |
| 0,05 | 0,56 | 4,00 10 ⁻³ | 8,00 | 2 | 0,15 | 1,06 | 53,00 |
| 0,06 | 0,55 | 5,60 10 ⁻³ | 9,33 | 3 | 0,12 | 1,73 | 57,67 |
| 0,08 | 0,52 | 9,40 10 ⁻³ | 11,75 | 4 | 0,10 | 2,43 | 60,75 |
| 0,1 | 0,49 | 1,38 10 ⁻² | 13,80 | 5 | 0,08 | 3,14 | 62,80 |
| 0,15 | 0,44 | 2,72 10 ⁻² | 18,13 | 6 | 0,07 | 3,86 | 64,33 |
| 0,2 | 0,41 | 4,32 10 ⁻² | 21,60 | 8 | 0,06 | 5,34 | 66,75 |
| 0,3 | 0,35 | 8,09 10 ⁻² | 26,97 | 10 | 0,05 | 6,83 | 68,30 |
| 0,4 | 0,32 | 0,12 | 31,00 | | | | |

Tableau 2.5 – Évolution de l'énergie moyenne transférée aux électrons Compton pour des énergies de photon comprises entre 10 keV et 10 MeV.

À l'évidence, plus l'énergie du photon incident augmente, plus la proportion d'énergie moyenne transférée à l'électron Compton augmente. La figure 2.18 donne une représentation de la distribution en énergie des électrons Compton

pour des énergies de photon incident de 0,5, 1 et 2 MeV. L'énergie moyenne transférée est représentée pour chacune de ces distributions.

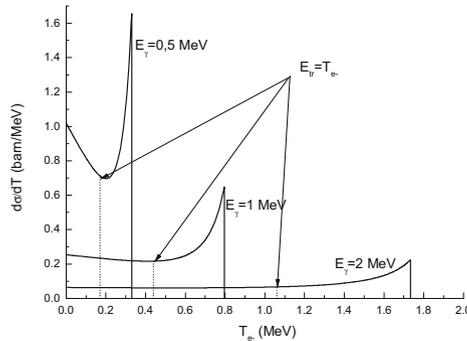


Figure 2.18 – Distribution en énergie de l'énergie des électrons Compton et énergie moyenne transférée pour des énergies de photon de 0,5, 1 et 2 MeV.

Finalement, pour cet effet, on peut résumer le comportement des particules émergentes, en mentionnant que pour des faibles énergies ($E_\gamma < 100$ keV) les photons diffusés sont émis dans toutes les directions (isotropie), leur énergie moyenne est voisine de l'énergie du photon primaire, les électrons Compton sont projetés de façon uniforme dans toutes les directions dans le demi-espace avant et leur énergie moyenne est une faible fraction de l'énergie du photon primaire. Pour des énergies plus élevées ($E_\gamma > 100$ keV), les photons diffusés sont émis vers l'avant dans un cône dont l'ouverture diminue quand E_γ croît. Leur énergie est une faible valeur de E_γ (en moyenne). Les électrons Compton sont projetés dans l'intérieur d'un cône dont l'ouverture devient de plus en plus petite quand E_γ croît et leur énergie moyenne est une fraction de plus en plus grande de E_γ . La figure 2.19 illustre schématiquement ces différences de comportements.

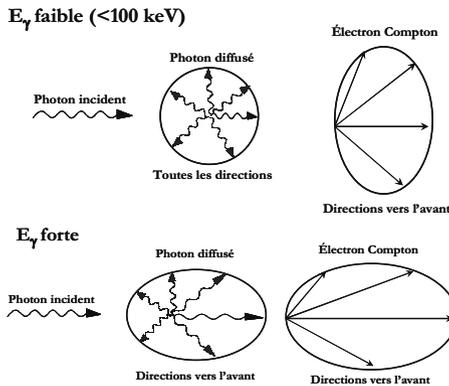


Figure 2.19 – Résumé de la différence de comportement pour les faibles et fortes énergies du photon diffusé et de l'électron Compton.

On peut considérer que l'interaction Compton prend effet à partir de 50 keV dans les tissus et qu'elle est le processus principal de transfert d'énergie dans ce même milieu pour des énergies comprises entre 50 keV et 10 MeV.

2.2.3 L'effet de création de paire

Il s'agit, au voisinage d'un noyau, de l'annihilation d'un photon dont l'énergie est convertie en création d'une paire électron-positon. En fin de ralentissement, le positon s'annihile à son tour avec un électron du milieu pour créer deux photons de 0,511 keV, comme illustré à la figure 2.20.

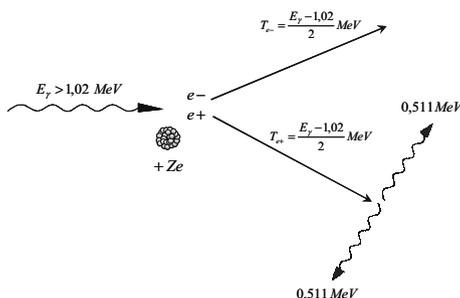


Figure 2.20 – Effet de création de paire au voisinage d'un noyau pour un photon d'énergie supérieure à 1,022 MeV.

Il s'agit d'une réaction à seuil : cet effet nécessite une énergie de photon incident au moins égale à la somme des masses d'un électron et d'un positon, à savoir : 1,022 MeV. Une fois l'effet provoqué, on peut considérer qu'en moyenne l'énergie rémanente est répartie de façon équiprobable entre l'électron et le positon.

$$T_{e^+} = T_{e^-} \approx \frac{E_\gamma - 1,022}{2} \text{ (MeV)} \quad (2.39)$$

En conséquence, l'énergie transférée E_{tr} dans le milieu est la somme des deux contributions. À noter qu'elle correspond également à l'énergie moyenne transférée \bar{E}_{tr} , puisque seul résultat possible pour une énergie de photon primaire donnée.

$$\bar{E}_{tr} = E_\gamma - 1,022 \quad (2.40)$$

La section efficace de cet effet est proportionnelle au Z du milieu, élevé au carré, pondéré par le logarithme de l'énergie du photon incident.

$$\sigma_{pp} \propto Z^2 \ln(E_\gamma) \quad (2.41)$$

Cet effet est donc marginal dans les tissus pour les domaines d'énergie usuels et peut être considéré comme significatif à partir d'environ 10 MeV dans ces mêmes milieux.

2.2.4 Section efficace macroscopique et transmission des photons dans les tissus

La section efficace macroscopique d'interaction des photons avec la matière caractérisant la probabilité par unité de longueur pour un photon d'interagir dans le milieu (cf. CI 2.3) est la somme des sections efficaces macroscopiques des trois effets détaillés ci-dessus :

$$\mu = N(\sigma_{pe} + \sigma_{c,\text{total}} + \sigma_{pp}) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2.42)$$

avec N la densité atomique obtenue comme suit : $N \text{ (cm}^{-3}\text{)} = \eta_{\Lambda}\rho/A$, où η_{Λ} est le nombre d'Avogadro : $6,02 \cdot 10^{23}$ atomes/mol, ρ la masse volumique (g/cm^3) et A la masse atomique (g/mol). Le terme μ est aussi appelé coefficient d'atténuation linéique. L'inverse de cette grandeur est appelé « libre parcours moyen » (*mean free path*) et traduit le parcours effectué en moyenne par le photon dans un milieu donné avant d'interagir selon un des trois effets.

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (\text{cm}) \quad (2.43)$$

Nous avons insisté sur la propriété liée à l'atténuation des photons dans un milieu, en comparaison à celle de ralentissement pour les particules chargées.

Considérons un faisceau parallèle (i.e. source collimatée à longue distance) de N photons pénétrant la face avant d'une épaisseur de tissu, au travers d'une section de surface a . Sur une épaisseur Δx suffisamment petite pour considérer que le nombre d'interactions des photons sur cette distance est faible, le nombre N de photons primaires n'est pas diminué. Aussi, le nombre de photons, ΔN , ayant interagi et perdu pour le faisceau primaire (même si celui-ci donne lieu à un photon secondaire) s'exprime selon (2.44).

$$\left(\frac{\Delta N}{a}\right) = -\mu \left(\frac{N}{a}\right) \Delta x \quad (2.44)$$

Comme précédemment, en considérant une distance Δx et la surface a infinitésimales, Φ la fluence du photon, on aboutit à l'équation différentielle du premier degré suivant :

$$d\Phi = -\mu \Phi dx$$

En considérant la fluence initiale entrante, Φ_0 , la résolution de cette équation donne la fluence sous une profondeur x de tissus selon la relation (2.45).

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-\mu x) \quad (2.45)$$

Par commodité, pour s'affranchir des fluctuations liées à la température et à la pression, on définit un coefficient d'atténuation massique (μ/ρ) dont l'unité est le $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Le coefficient de transmission se définit par le ratio de la fluence au point x sur la fluence initiale :

$$T(\mu, x) = \frac{\Phi(x)}{\Phi_0} = \exp(-\mu x) \quad \text{ou} \quad T(\mu, x) = \frac{\Phi(x)}{\Phi_0} = \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho x\right) \quad (2.46)$$

Dans le cas d'un faisceau non parallèle (i.e. une source non collimatée), cette loi du « tout ou rien », conduisant à la définition du coefficient de transmission qui estime la population de photons sous une profondeur voulue, doit être modulée par la prise en compte de l'accroissement de la fluence au point x due aux photons secondaires des effets Compton à proximité de ce point. Il y aurait lieu de pondérer ce résultat par un coefficient dit facteur d'accumulation (*buildup*) et noté $B(\mu x, E_\gamma)$ dépendant du matériau traversé, de la profondeur du point de calcul et de l'énergie du photon incident. L'expression (2.46) doit donc s'écrire en toute rigueur selon la formulation (2.47).

$$T(\mu x, E_\gamma) = \frac{\Phi(x)}{\Phi_0} = B(\mu x, E_\gamma) \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho x\right) \quad (2.47)$$

Cependant, en raison de la faiblesse du Z des milieux étudiés (air et tissu) et des profondeurs ne dépassant pas quelques livres parcours moyens dans ces milieux, ce terme peut être négligé : $B(\mu x, E_\gamma) \cong 1$. Ajoutons que ce facteur d'accumulation revêtira toute son importance dans le chapitre 5 relatif au calcul de protections biologiques dont les matériaux présentent un numéro atomique Z plus élevé et les protections des épaisseurs significatives.

La figure 2.21 donne une représentation de l'allure en fonction de l'énergie du coefficient d'atténuation massique avec chacune des composantes liées à chacun des effets, dans les tissus mous.

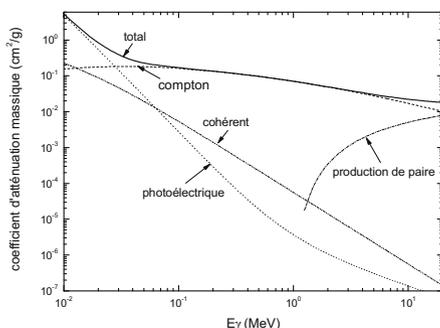


Figure 2.21 – Coefficient d'atténuation massique dans l'eau (d'après les données de [54]).

Ajoutons qu'à l'instar du pouvoir d'arrêt massique, pour un matériau composé, ce coefficient d'atténuation massique est obtenu au moyen de la moyenne pondérée selon (2.48).

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{comp.}} = \sum_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i w_i \quad (2.48)$$

avec $(\mu/\rho)_i$ le coefficient d'atténuation linéique du corps i et w_i la fraction massique du corps i . Le tableau 2.6 donne un certain nombre de coefficients d'atténuation linéique pour différents matériaux (ceux-ci sont disponibles sur internet [28]).

| E (keV) | H | C | O | F | Al | Cr | Fe | Ni | Cu | Mg | Eau | Air | Tissus |
|-----------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 10 | 0,3854 | 2,373 | 5,952 | 8,205 | 26,23 | 138,6 | 170,6 | 209 | 215,9 | 21,05 | 5,329 | 5,12 | 4,937 |
| 15 | 0,3764 | 0,8071 | 1,836 | 2,492 | 7,955 | 45,71 | 57,08 | 70,81 | 74,05 | 6,358 | 1,673 | 1,614 | 1,558 |
| 20 | 0,3695 | 0,442 | 0,8651 | 1,133 | 3,441 | 20,38 | 25,68 | 32,2 | 33,79 | 2,763 | 0,8096 | 0,7779 | 0,7616 |
| 30 | 0,357 | 0,2562 | 0,3779 | 0,4487 | 1,128 | 6,434 | 8,176 | 10,34 | 10,92 | 0,9306 | 0,3756 | 0,3538 | 0,3604 |
| 40 | 0,3458 | 0,2076 | 0,2585 | 0,2828 | 0,5685 | 2,856 | 3,629 | 4,6 | 4,862 | 0,4881 | 0,2683 | 0,2485 | 0,2609 |
| 50 | 0,3355 | 0,1871 | 0,2132 | 0,2214 | 0,3681 | 1,55 | 1,958 | 2,474 | 2,613 | 0,3292 | 0,2269 | 0,208 | 0,2223 |
| 60 | 0,326 | 0,1753 | 0,1907 | 0,192 | 0,2778 | 0,9639 | 1,205 | 1,512 | 1,593 | 0,257 | 0,2059 | 0,1875 | 0,2025 |
| 80 | 0,3091 | 0,161 | 0,1678 | 0,1639 | 0,2018 | 0,4905 | 0,5952 | 0,7306 | 0,763 | 0,1951 | 0,1837 | 0,1662 | 0,1813 |
| 100 | 0,2944 | 0,1514 | 0,1551 | 0,1496 | 0,1704 | 0,3166 | 0,3717 | 0,444 | 0,4584 | 0,1686 | 0,1707 | 0,1541 | 0,1688 |
| 150 | 0,2651 | 0,1347 | 0,1361 | 0,1298 | 0,1378 | 0,1788 | 0,1964 | 0,2208 | 0,2217 | 0,1394 | 0,1505 | 0,1356 | 0,149 |
| 200 | 0,2429 | 0,1229 | 0,1237 | 0,1176 | 0,1223 | 0,1378 | 0,146 | 0,1582 | 0,1559 | 0,1245 | 0,137 | 0,1233 | 0,1356 |
| 300 | 0,2112 | 0,1066 | 0,107 | 0,1015 | 0,1042 | 0,1067 | 0,1099 | 0,1154 | 0,1119 | 0,1065 | 0,1186 | 0,1067 | 0,1175 |
| 400 | 0,1893 | 0,09546 | 0,09566 | 0,09073 | 0,09276 | 0,09213 | 0,094 | 0,09765 | 0,09413 | 0,09492 | 0,1061 | 0,09549 | 0,1051 |
| 500 | 0,1729 | 0,08715 | 0,08729 | 0,08274 | 0,08445 | 0,08281 | 0,08414 | 0,08698 | 0,08362 | 0,08647 | 0,09687 | 0,08712 | 0,09593 |
| 600 | 0,1599 | 0,08058 | 0,0807 | 0,07649 | 0,07802 | 0,07598 | 0,07704 | 0,07944 | 0,07625 | 0,07988 | 0,08956 | 0,08055 | 0,0887 |
| 800 | 0,1405 | 0,07076 | 0,07087 | 0,06717 | 0,06841 | 0,0662 | 0,06699 | 0,06891 | 0,06605 | 0,07008 | 0,07865 | 0,07074 | 0,07789 |
| 1000 | 0,1263 | 0,06361 | 0,06372 | 0,06037 | 0,06146 | 0,0593 | 0,05995 | 0,0616 | 0,05901 | 0,06296 | 0,07072 | 0,06358 | 0,07003 |
| 1250 | 0,1129 | 0,0569 | 0,05697 | 0,05399 | 0,05496 | 0,05295 | 0,0535 | 0,05494 | 0,05261 | 0,05629 | 0,06323 | 0,05687 | 0,06262 |
| 1500 | 0,1027 | 0,05179 | 0,05185 | 0,04915 | 0,05006 | 0,04832 | 0,04883 | 0,05015 | 0,04803 | 0,05129 | 0,05754 | 0,05175 | 0,05699 |
| 2000 | 0,08769 | 0,04442 | 0,04459 | 0,04228 | 0,04324 | 0,04213 | 0,04265 | 0,04387 | 0,04205 | 0,04426 | 0,04942 | 0,04447 | 0,04893 |
| 3000 | 0,06921 | 0,03562 | 0,03597 | 0,03422 | 0,03541 | 0,03559 | 0,03621 | 0,03745 | 0,03599 | 0,03613 | 0,03969 | 0,03581 | 0,03929 |
| 4000 | 0,05806 | 0,03047 | 0,031 | 0,0296 | 0,03106 | 0,03235 | 0,03312 | 0,03444 | 0,03318 | 0,03159 | 0,03403 | 0,03079 | 0,03367 |
| 5000 | 0,05049 | 0,02708 | 0,02777 | 0,02663 | 0,02836 | 0,03057 | 0,03146 | 0,03289 | 0,03177 | 0,02873 | 0,03031 | 0,02751 | 0,02998 |
| 6000 | 0,04498 | 0,02469 | 0,02552 | 0,02457 | 0,02655 | 0,02956 | 0,03057 | 0,0321 | 0,03108 | 0,02681 | 0,0277 | 0,02522 | 0,02739 |
| 8000 | 0,03746 | 0,02154 | 0,02263 | 0,02195 | 0,02437 | 0,02869 | 0,02991 | 0,03164 | 0,03074 | 0,02445 | 0,02429 | 0,02225 | 0,024 |
| 10000 | 0,03254 | 0,01959 | 0,02089 | 0,02039 | 0,02318 | 0,02855 | 0,02994 | 0,03185 | 0,03103 | 0,02313 | 0,02219 | 0,02045 | 0,02191 |
| 15000 | 0,02539 | 0,01698 | 0,01866 | 0,01846 | 0,02195 | 0,0292 | 0,03092 | 0,0332 | 0,03247 | 0,02168 | 0,01941 | 0,0181 | 0,01913 |
| 20000 | 0,02153 | 0,01575 | 0,0177 | 0,01769 | 0,02168 | 0,03026 | 0,03224 | 0,03476 | 0,03408 | 0,02127 | 0,01813 | 0,01705 | 0,01785 |

Tableau 2.6 – Coefficients d'atténuation massique μ/ρ (cm^2g^{-1}) pour des énergies de 10 keV à 20 MeV, adapté de [28].

2.2.5 Calcul du kerma pour les photons

Pour les raisons évoquées au chapitre précédent, la seule grandeur dosimétrique instantanément accessible par calcul pour les rayonnements indirectement ionisants est le kerma, qui caractérise en un point du tissu l'énergie moyenne transférée par unité de masse. Nous avons établi, dans les paragraphes précédents, des relations permettant de calculer cette énergie transférée moyenne selon le type d'interaction photonique. Toutefois, typiquement entre 50 et 100 keV, deux effets sont susceptibles de se produire dans les tissus : Compton et photoélectrique. L'énergie moyenne transférée sera donc une composition des énergies moyennes transférées lors de ces deux effets, plus exactement une moyenne pondérée sur les sections efficaces microscopiques de chacun des effets exprimée selon (2.49).

$$\bar{E}_{tr} = \frac{\sigma_{c,\text{total}} \bar{E}_{trc} + \sigma_{pe} \bar{E}_{trpe}}{\sigma_{c,\text{total}} + \sigma_{pe}} \quad (2.49)$$

On notera que cette énergie moyenne transférée est, de fait, l'énergie moyenne des électrons secondaires mis en mouvement lors des collisions de photons dans le milieu.

$$\bar{E}_{tr} = \bar{T}_{e^-}$$

La figure 2.22 donne un diagramme schématique du spectre énergétique des électrons secondaires mis en mouvement et de l'énergie moyenne transférée à ces derniers pour ce domaine d'énergie.

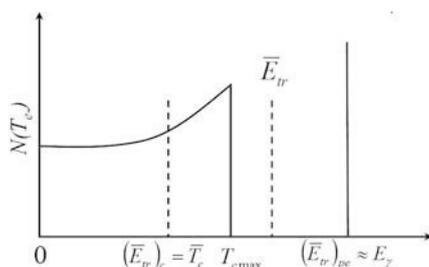


Figure 2.22 – Diagramme schématique de l'énergie transférée moyenne dans un tissu pour une énergie de photon comprise entre environ 50 et 100 keV.

À titre de comparaison, l'énergie moyenne du spectre d'électrons secondaires est plus importante dans l'aluminium que dans les tissus mous ; pour une énergie de photons de 80 keV $\bar{T}_{e^-}(\text{alu}) \cong 2\bar{T}_{e^-}(\text{tm})$, ce qui s'explique par l'importance à cette énergie de l'effet photoélectrique pour l'aluminium présentant un numéro atomique Z plus élevé : $\sigma_{pe}(\text{alu}) \gg \sigma_{pe}(\text{tm})$. L'importance de cet effet se traduit sur le diagramme de la figure 2.23 par un déplacement de l'énergie moyenne transférée dans l'aluminium vers l'énergie du photoélectron.

Afin de traduire la proportion de l'énergie du photon primaire transférée aux électrons secondaires, par unité de longueur du milieu traversé, on définit le coefficient de transfert en énergie μ_{tr} dont l'unité est le cm^{-1} .

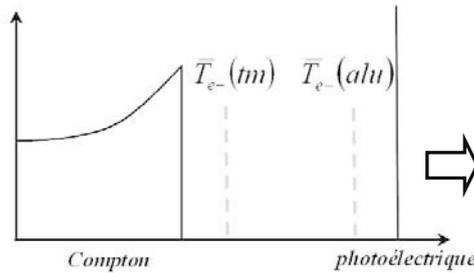


Figure 2.23 – Diagramme schématisant le comportement de l'énergie moyenne des électrons secondaires mis en mouvement selon le milieu : tissus mous et aluminium.

$$\frac{\Delta \bar{E}_{tr}}{\Delta x} = \mu_{tr} E_{\gamma} \quad (2.50)$$

En faisant tendre Δx vers une quantité nulle, on peut se convaincre qu'il s'agit de la fraction de l'énergie du photon primaire transférée à un électron du milieu. Là encore, pour s'affranchir des conditions de pression et de température, il existe une grandeur dérivée appelée coefficient massique de transfert en énergie indépendante de la masse volumique : (μ_{tr}/ρ) dont l'unité est le cm^2g^{-1} . On montre (cf. CI 2.6) que la relation liant le kerma en un point dans un milieu donné et la fluence de photons primaires en ce même point, pour une énergie donnée, s'exprime selon la forme (2.51).

$$K = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \Phi E_{\gamma} \quad (2.51)$$

À noter qu'une fraction de l'énergie cinétique emportée par les particules secondaires mises en mouvement ne sera pas absorbée localement. En effet, des électrons secondaires, s'ils sont émis avec une énergie élevée dans un milieu de numéro atomique Z important, perdront une partie de leur énergie par rayonnement de freinage. C'est la raison pour laquelle on trouvera plus fréquemment dans la littérature les valeurs tabulées du coefficient d'absorption massique en énergie défini comme (2.52).

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (2.52)$$

où g est la fraction de l'énergie des particules secondaires chargées perdue sous forme de rayonnement de freinage dans le matériau. Or, pour des milieux de numéro atomique Z faible, nous avons vu que le rayonnement de freinage est négligeable, ce qui en l'espèce est le cas pour les milieux que nous étudions ici. Nous pouvons donc admettre l'équivalence (2.53).

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} \cong \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (2.53)$$

Le tableau 2.7 donne ces coefficients d'absorption massique en énergie, à savoir : μ_{en}/ρ (données accessibles sur internet [28]).

| $E(\text{keV})$ | H | C | O | F | Al | Cr | Fe | Ni | Cu | Mg | Eau | Air | Tissus |
|-----------------|----------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 10 | 0,009849 | 2,078 | 5,565 | 7,776 | 25,43 | 119,3 | 136,9 | 152,4 | 148,4 | 20,36 | 4,944 | 4,742 | 4,564 |
| 15 | 0,01102 | 0,5627 | 1,545 | 2,186 | 7,487 | 40,93 | 48,96 | 57,34 | 57,88 | 5,925 | 1,374 | 1,334 | 1,266 |
| 20 | 0,01355 | 0,2238 | 0,6179 | 0,8796 | 3,094 | 18,46 | 22,6 | 27,22 | 27,88 | 2,432 | 0,5503 | 0,5389 | 0,507 |
| 30 | 0,01863 | 0,06614 | 0,1729 | 0,2451 | 0,8778 | 5,78 | 7,251 | 8,982 | 9,349 | 0,6855 | 0,1557 | 0,1537 | 0,1438 |
| 40 | 0,02315 | 0,03343 | 0,0753 | 0,1036 | 0,3601 | 2,482 | 3,155 | 3,967 | 4,163 | 0,2815 | 0,06947 | 0,06833 | 0,06474 |
| 50 | 0,02709 | 0,02397 | 0,04414 | 0,05747 | 0,184 | 1,278 | 1,638 | 2,078 | 2,192 | 0,1451 | 0,04223 | 0,04098 | 0,03987 |
| 60 | 0,03053 | 0,02098 | 0,03207 | 0,03903 | 0,1099 | 0,742 | 0,9555 | 1,219 | 1,29 | 0,0882 | 0,0319 | 0,03041 | 0,03051 |
| 80 | 0,0362 | 0,02037 | 0,02468 | 0,02676 | 0,05511 | 0,3182 | 0,4104 | 0,5259 | 0,5581 | 0,04671 | 0,02597 | 0,02407 | 0,0253 |
| 100 | 0,04063 | 0,02147 | 0,02355 | 0,02394 | 0,03794 | 0,1701 | 0,2177 | 0,2781 | 0,2949 | 0,0341 | 0,02546 | 0,02325 | 0,02501 |
| 150 | 0,04813 | 0,02449 | 0,02506 | 0,02417 | 0,02827 | 0,06536 | 0,07961 | 0,09812 | 0,1027 | 0,02766 | 0,02764 | 0,02496 | 0,02732 |
| 200 | 0,05254 | 0,02655 | 0,02679 | 0,02554 | 0,02745 | 0,04211 | 0,04825 | 0,05649 | 0,05781 | 0,02761 | 0,02967 | 0,02672 | 0,02936 |
| 300 | 0,05695 | 0,0287 | 0,02877 | 0,02729 | 0,02816 | 0,0316 | 0,03361 | 0,03659 | 0,03617 | 0,02871 | 0,03192 | 0,02872 | 0,03161 |
| 400 | 0,0586 | 0,0295 | 0,02953 | 0,028 | 0,02862 | 0,02938 | 0,03039 | 0,03209 | 0,03121 | 0,02928 | 0,03279 | 0,02949 | 0,03247 |
| 500 | 0,059 | 0,02969 | 0,02971 | 0,02815 | 0,02868 | 0,02849 | 0,02914 | 0,03036 | 0,02933 | 0,02938 | 0,03299 | 0,02966 | 0,03267 |
| 600 | 0,05875 | 0,02956 | 0,02957 | 0,02801 | 0,02851 | 0,02788 | 0,02836 | 0,02937 | 0,02826 | 0,02921 | 0,03284 | 0,02953 | 0,03252 |
| 800 | 0,05739 | 0,02885 | 0,02887 | 0,02734 | 0,02778 | 0,0268 | 0,02714 | 0,02795 | 0,02681 | 0,02848 | 0,03206 | 0,02882 | 0,03175 |
| 1000 | 0,05556 | 0,02792 | 0,02794 | 0,02645 | 0,02686 | 0,02576 | 0,02603 | 0,02674 | 0,02562 | 0,02753 | 0,03103 | 0,02789 | 0,03073 |
| 1250 | 0,05311 | 0,02669 | 0,02669 | 0,02527 | 0,02565 | 0,0245 | 0,02472 | 0,02536 | 0,02428 | 0,02629 | 0,02965 | 0,02666 | 0,02937 |
| 1500 | 0,05075 | 0,02551 | 0,02551 | 0,02416 | 0,02451 | 0,0234 | 0,0236 | 0,0242 | 0,02316 | 0,02514 | 0,02833 | 0,02547 | 0,02806 |
| 2000 | 0,0465 | 0,02345 | 0,0235 | 0,02226 | 0,02266 | 0,02178 | 0,02199 | 0,02257 | 0,0216 | 0,02322 | 0,02608 | 0,02345 | 0,02582 |
| 3000 | 0,03992 | 0,02048 | 0,02066 | 0,01964 | 0,02024 | 0,02011 | 0,02042 | 0,02107 | 0,02023 | 0,02067 | 0,02281 | 0,02057 | 0,02258 |
| 4000 | 0,03523 | 0,01849 | 0,01882 | 0,01797 | 0,01882 | 0,01947 | 0,0199 | 0,02066 | 0,01989 | 0,01915 | 0,02066 | 0,0187 | 0,02044 |
| 5000 | 0,03174 | 0,0171 | 0,01757 | 0,01685 | 0,01795 | 0,01929 | 0,01983 | 0,0207 | 0,01998 | 0,01819 | 0,01915 | 0,0174 | 0,01894 |
| 6000 | 0,02905 | 0,01607 | 0,01668 | 0,01607 | 0,01739 | 0,01933 | 0,01997 | 0,02094 | 0,02027 | 0,01756 | 0,01806 | 0,01647 | 0,01785 |
| 8000 | 0,02515 | 0,01468 | 0,01553 | 0,01508 | 0,01678 | 0,0197 | 0,0205 | 0,02163 | 0,021 | 0,01683 | 0,01658 | 0,01525 | 0,01638 |
| 10000 | 0,02247 | 0,0138 | 0,01483 | 0,01451 | 0,0165 | 0,02016 | 0,02108 | 0,02234 | 0,02174 | 0,01646 | 0,01566 | 0,0145 | 0,01546 |
| 15000 | 0,01837 | 0,01258 | 0,01396 | 0,01382 | 0,01631 | 0,02112 | 0,02221 | 0,02368 | 0,02309 | 0,01614 | 0,01441 | 0,01353 | 0,0142 |
| 20000 | 0,01606 | 0,01198 | 0,0136 | 0,01357 | 0,01633 | 0,02174 | 0,02292 | 0,02446 | 0,02387 | 0,01609 | 0,01382 | 0,01311 | 0,0136 |

Tableau 2.7 – Coefficients d'absorption massique μ_{en}/ρ (cm^2g^{-1}) pour des énergies de 10 keV à 20 MeV, adapté de [28].

Dans la suite du chapitre 2, nous assimilerons systématiquement le coefficient de transfert massique en énergie au coefficient d'absorption massique en énergie $\mu_{\text{en}}/\rho = \mu_{\text{tr}}/\rho$.

Pour un ensemble de raies discrètes émises par une source, le kerma sous une profondeur x de matériau, en tenant compte de l'homogénéité des différentes unités, s'exprime selon la formule (2.54).

$$K(x) = 1,6 \cdot 10^{-7} \sum_{E_\gamma} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{E_\gamma} \Phi_{E_\gamma}(x) E_\gamma \quad (\text{mGy}) \quad (2.54)$$

La formule (2.55) donne pour un milieu le débit de kerma en fonction du débit de fluence de photon d'énergie E_γ . Le coefficient prend en compte l'homogénéité des différentes unités entre elles.

$$\dot{K}(x) = 5,76 \cdot 10^{-4} \sum_{E_\gamma} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{E_\gamma} \dot{\Phi}_{E_\gamma}(x) E_\gamma \quad (\text{mGy/h}) \quad (2.55)$$

avec (μ_{tr}/ρ) en cm^2g^{-1} , $\dot{\Phi}_{E_\gamma}$ en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et E_γ en MeV. Dans le cas d'une source ponctuelle isotrope d'activité A (Bq), ayant plusieurs raies d'émission, le kerma à une distance d s'exprime selon (2.56).

$$\dot{K}(d) = 5,76 \cdot 10^{-4} \frac{A}{4\pi d^2} \sum_{E_\gamma} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{E_\gamma} \Gamma(E_\gamma) E_\gamma \quad (\text{mGy/h}) \quad (2.56)$$

Par extension, pour cette même source, le débit de kerma dans l'air à une distance d (cm) traversant i matériaux d'épaisseurs x_i est donné par (2.57).

$$\dot{K}(d) = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{A}{4\pi d^2} \sum_{E_\gamma} \Gamma(E_\gamma) E_\gamma \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{E_\gamma} \prod_i T_i(E_\gamma, x_i) \quad (\text{mGy/h}) \quad (2.57)$$

avec $T_i(E_\gamma, x_i)$ les transmissions calculées selon la formule (2.46).

À titre d'exemple, calculons le débit de kerma dans l'air d'une source ponctuelle de ^{60}Co ($E_{\gamma 1} = 1,17$ MeV, $\Gamma_1 = 1$ et $E_{\gamma 2} = 1,17$ MeV, $\Gamma_2 = 1$) d'activité 3,2 GBq, à 1 mètre de la source. Par commodité, nous considérons un photon moyen d'énergie 1,25 MeV avec un rendement d'émission de 2. Pour cette énergie unique, dans les tableaux 2.6 et 2.7, on obtient les paramètres suivants pour l'air :

$$\left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{\text{air}}^{1,25 \text{ MeV}} = 0,0267 \text{ g}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{air}}^{1,25 \text{ MeV}} = 0,0568 \text{ g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$$

Et par suite, au moyen de l'expression (2.57), le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \dot{K}_a &= 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{A\Gamma}{4\pi d^2} \right) \cdot E_\gamma \cdot \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{\text{air}}^{1,25 \text{ MeV}} \cdot \exp \left(- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{air}}^{1,25 \text{ MeV}} \rho_{\text{air}} d \right) \\ &= 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{3,2 \times 10^9 \times 2}{4\pi \times (100)^2} \right) \times 1,25 \times 0,0267 \times \exp(-0,0568 \times 0,00122 \times 100) \\ \dot{K}_a &\cong 1 \text{ mGy/h} \end{aligned}$$

En faisant également l'hypothèse que la fluence de photons est sensiblement constante à l'interface entre deux milieux M_1 et M_2 , on peut postuler qu'en un point de cet interface on vérifie :

$$K_1 = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_1} \Phi_1 E_\gamma, K_2 = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_2} \Phi_2 E_\gamma \text{ et } \Phi_1 = \Phi_2 \Rightarrow \frac{K_1}{K_2} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_1} \quad (2.58)$$

À l'instar des particules chargées (i.e. d_Φ), il est possible désormais d'établir un coefficient k_Φ de conversion « fluence-kerma » selon le ratio suivant :

$$k_\Phi(E_\gamma) = \left(\frac{K}{\Phi} \right)_{E_\gamma} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E_\gamma} E_\gamma \quad (2.59)$$

La figure 2.24 donne une représentation de ce coefficient pour le kerma dans l'air et dans le matériau équivalent-tissu d'après l'ICRU [29] dont la composition massique des quatre éléments est : H 0,101 – C 0,111 – N 0,026 – O 0,761 pour une densité de 1. Le tableau 2.8 donne les valeurs discrètes du facteur de conversion k_Φ « fluence-kerma » ($\text{pGy}\cdot\text{cm}^2$) pour l'air.

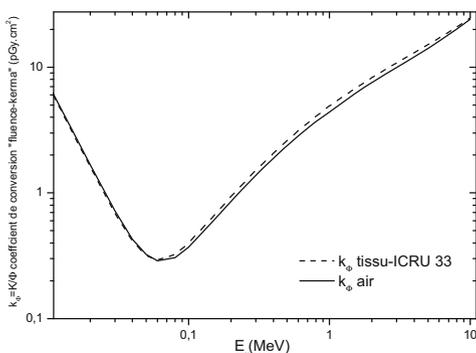


Figure 2.24 – Coefficient de conversion k_Φ « fluence-kerma » ($\text{pGy}\cdot\text{cm}^2$) pour l'air et le matériau équivalent-tissu [29], pour des énergies comprises entre 10 keV et 10 MeV.

| Énergie photon | k_Φ | Énergie photon | k_Φ | Énergie photon | k_Φ |
|-------------------|------------------------------|-------------------|------------------------------|-------------------|----------|
| keV | $\text{pGy}\cdot\text{cm}^2$ | keV | $\text{pGy}\cdot\text{cm}^2$ | 1000 | 4,47 |
| 10 | 7,6 | 100 | 0,372 | 1500 | 6,12 |
| 15 | 3,21 | 150 | 0,6 | 2000 | 7,51 |
| 20 | 1,73 | 200 | 0,856 | 3000 | 9,89 |
| 30 | 0,739 | 300 | 1,38 | 4000 | 12 |
| 40 | 0,438 | 400 | 1,89 | 5000 | 13,9 |
| 50 | 0,328 | 500 | 2,38 | 6000 | 15,8 |
| 60 | 0,292 | 600 | 2,84 | 8000 | 19,5 |
| 80 | 0,308 | 800 | 3,69 | 10000 | 23,2 |

Tableau 2.8 – Facteur de conversion k_Φ « fluence-kerma » ($\text{pGy}\cdot\text{cm}^2$) pour l'air, pour des énergies comprises entre 10 keV et 10 MeV, adapté de [29].

On remarquera une relative similitude du comportement du kerma en fonction de l'énergie des photons dans l'air et les tissus, cette propriété ainsi que d'autres, comme la facilité d'accès au milieu matériel « air », concourent à définir le kerma dans l'air comme grandeur de référence mesurable pour la métrologie des photons ; nous en reparlerons.

Une autre application possible de la formule (2.50) est la possibilité désormais de déterminer l'énergie moyenne du spectre d'électron mis en mouvement dans le milieu par les photons primaires. Cette dernière est équivalente à l'énergie moyenne transférée aux électrons du milieu. Selon une approche macroscopique, nous pouvons considérer que dans une fine épaisseur Δx d'un milieu, l'énergie totale transférée dans une quantité de masse Δm est égale au nombre de photons ayant interagi dans cette épaisseur pondérée par l'énergie moyenne de l'électron mis en mouvement lors de la collision, le kerma peut donc s'écrire dans ce contexte :

$$\bar{K} = \frac{\Delta N \bar{T}_{e^-}}{\Delta m}$$

Avec l'expression (2.44) décrivant le processus d'atténuation des photons dans la matière et lorsque la surface (a) est voisine de 0 ayant pour effet l'apparition de la fluence de photon en un point du milieu, on aboutit à l'expression du kerma en fonction de l'énergie moyenne des électrons mis en mouvement :

$$\lim_{a \rightarrow 0} \bar{K} = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{\mu N \Delta x \bar{T}_{e^-}}{\rho a \Delta x} = \lim_{a \rightarrow 0} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \left(\frac{N}{a} \right) \bar{T}_{e^-} \Rightarrow K = \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \Phi_{\gamma} \bar{T}_{e^-}$$

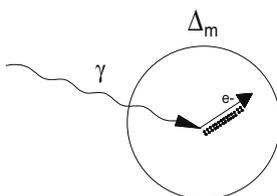
En exprimant K cette fois au moyen de l'expression (2.51), on aboutit à l'égalité suivante :

$$\bar{T}_{e^-} (E_{\gamma}) = \bar{E}_{tr} (E_{\gamma}) = \left(\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) / \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \right)_{E_{\gamma}} E_{\gamma} \quad (2.60)$$

À titre d'exemple, ce calcul de l'énergie moyenne transférée aux électrons secondaires, mis en mouvement par des photons de 1 MeV, dans les tissus, conduit à une valeur de 438,5 keV.

2.2.6 Relation entre la dose absorbée et le kerma pour les photons

Considérons un volume de matière suffisamment petit, considéré comme ponctuel, dans lequel un photon de 50 keV interagit selon l'effet photoélectrique, prépondérant à cette énergie. L'énergie emportée par l'électron est alors sensiblement de 50 keV. Le parcours des électrons dans les tissus à cette énergie, calculé selon l'expression de Katz et Penfold (2.3) pour une telle énergie, vaut 40 μm et peut être considéré comme négligeable et circonscrit au volume cible.



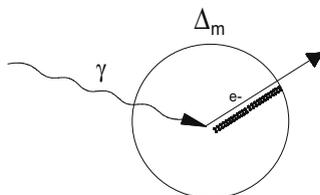
En d'autres termes, l'énergie transférée au moment de la collision peut être considérée comme absorbée localement par le milieu. Dans ce cas, le kerma est spontanément assimilable à la dose absorbée :

$$\Delta E_{\text{tr}} \approx \overline{\Delta \varepsilon} \Rightarrow K = D$$

Si cette fois nous considérons un photon de 1 MeV pour lequel la réaction prépondérante dans les tissus est l'effet Compton, l'énergie maximale transmissible à un électron du milieu est d'après la formule (2.33) :

$$T_{\text{c max}} \approx \frac{4 \times (1)^2}{(4 \times 1) + 1} = 0,8 \text{ MeV}$$

Pour une telle énergie, d'après la formulation (2.3) de Katz et Penfold, le parcours serait dans les tissus de 3,1 mm. À cette énergie, nous pouvons postuler que l'énergie transférée n'est plus déposée localement en raison de la longueur du parcours qui n'est plus circonscrite au volume cible.



En conséquence, le kerma ne peut plus être considéré comme égal à la dose :

$$\Delta E_{\text{tr}} \neq \overline{\Delta \varepsilon} \Rightarrow K \neq D$$

Cela étant, nous allons voir que même pour ce second cas, sous certaines conditions, il est possible de parvenir à l'égalité entre le kerma et la dose absorbée.

Considérons un milieu M précédé par du vide, avec une fluence Φ_0 initiale de photons d'énergie E_γ . À l'interface, côté vide, nous avons initialement : $K = D = 0$. Dans le milieu M, on considère de façon arbitraire un champ de photons incidents provoquant à chaque passage d'une épaisseur dx de matière la mise en mouvement de deux électrons secondaires dont la portée serait de quatre épaisseurs dx . Intuitivement, nous constatons que le kerma correspond à huit unités d'énergie transférées ; puisque cette valeur correspond à l'énergie totale transférée par les photons aux électrons secondaires.

Comptabilisons l'énergie déposée dans chacune des lames d'épaisseur dz , en considérant qu'une unité arbitraire d'énergie déposée correspond graphiquement à la longueur d'une trajectoire électronique dans une épaisseur dz .

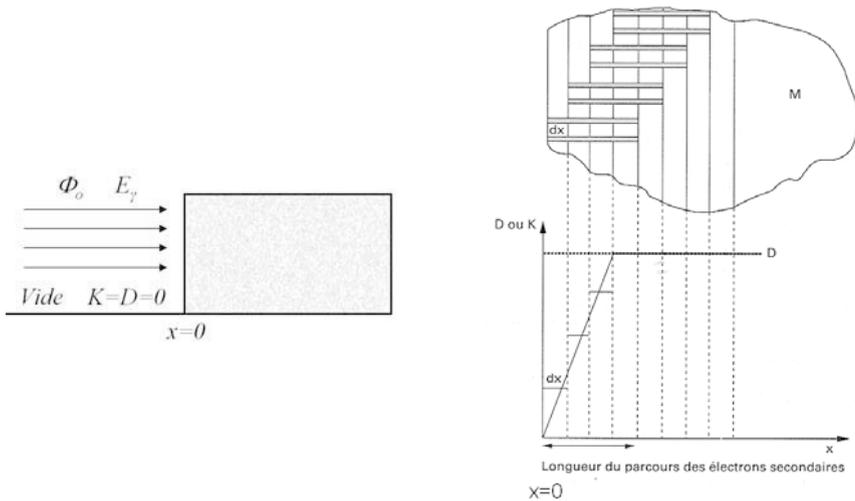


Figure 2.25 – Illustration schématique de l'équilibre électronique (d'après [20], © Technique et Documentation, 1997).

Nous pouvons aisément constater que dans la première lame nous avons 2 unités d'énergie, dans la seconde 4, dans la troisième 6 et dans la quatrième, ainsi que dans toutes les suivantes, nous en avons 8. Cela montre qu'à mesure de la pénétration dans l'écran, la dose ne cesse de croître puisque directement corrélée à l'énergie déposée dans la lame, jusqu'à être égale dans la quatrième lame au kerma. À partir de cette distance dans la matière, qui correspond en fait à la portée $R = 4dx$ de l'électron secondaire, nous avons donc égalité entre le kerma et la dose : $K = D$. Ainsi, au-delà de la portée des électrons les plus énergétiques mis en mouvement, si on considère un volume cible de petite dimension, tout se passe comme si chaque fraction d'énergie de l'électron secondaire mis en mouvement, déposée hors de ce volume, était compensée par l'énergie déposée par un autre électron secondaire mis en mouvement en amont du volume cible comme montré à la figure 2.26.

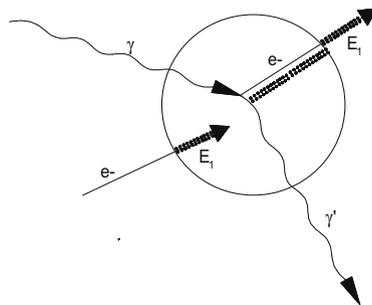


Figure 2.26 – Principe de compensation de l'énergie déposée hors volume cible par des électrons mis en mouvement en amont de ce dernier, à l'équilibre électronique.

De sorte que nous avons systématiquement égalité entre l'énergie transférée dans le volume cible et l'énergie absorbée dans ce dernier : $\Delta E_{tr} = \Delta \epsilon \Rightarrow K = D$. Nous pouvons également postuler qu'au-delà de cette limite, il y a autant d'électrons mis en mouvement que d'annihilés. Cette propriété de compensation de dépôt d'énergie s'appelle l'équilibre électronique (EE). En conséquence, nous pouvons énoncer la règle suivante : dans un milieu M soumis à un champ de photons, à l'équilibre électronique (EE), c'est-à-dire à partir de la profondeur correspondant à la portée de l'électron secondaire le plus énergétique, la dose absorbée due aux photons en un point du milieu est égale au kerma en ce même point, en deçà de cette profondeur la dose absorbée ne peut être déterminée analytiquement et seul le kerma est accessible au calcul analytique déterministe et à la mesure.

2.2.7 Évolution du kerma et de la dose absorbée au passage d'un milieu léger à un autre

Il est possible théoriquement d'établir le profil du kerma et de la dose absorbée en fonction de la profondeur traversée par les photons, dans des milieux légers et pour un petit nombre de libres parcours moyens, donc sous une faible profondeur (absence de diffusé). Étudions l'évolution de ces grandeurs dosimétriques pour un faisceau parallèle de photons monoénergétiques, émis dans le vide et traversant successivement deux milieux légers M_1 et M_2 comme illustré à la figure 2.27.

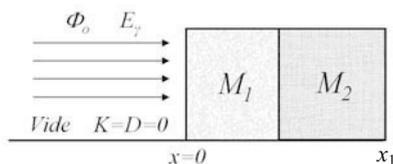


Figure 2.27 – Illustration du comportement de la dose et du kerma induit par un faisceau parallèle de photons dans deux milieux légers adjacents.

Pour cette application, nous considérerons de façon arbitraire que R_1 et R_2 sont les portées des électrons les plus énergétiques mis en mouvement par les photons du faisceau primaire dans les matériaux M_1 et M_2 , à partir desquels les conditions d'équilibre électronique sont respectées dans ces deux matériaux. On postulera par ailleurs qu'à l'énergie des photons incidents, les deux milieux légers présentent les différences de propriétés suivantes vis-à-vis des électrons et photons :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{M_2} > \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{M_1} \quad \left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_{M_2} > \left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_{M_1} \quad \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{M_2} > \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{M_1}$$

En premier lieu, dans le vide, en l'absence d'électrons, la fluence d'électrons secondaires est nulle et aucune énergie ne peut être transmise, induisant un kerma et une dose absorbée nuls en tout point du vide en amont

du milieu M_1 . Dans le milieu M_1 , la fluence de photon suit la loi exponentielle d'atténuation typique de la transmission :

$$\Phi_{\gamma M_1}(x) = \Phi_0 \exp(-\mu_{M_1} x)$$

Le kerma en un point x quelconque de M_1 est accessible par calcul théorique et vaut :

$$K_{M_1}(x) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_1} \Phi_{\gamma M_1}(x) E_\gamma$$

En particulier, à l'interface « vide-face avant du milieu M_1 » (i.e. $x = 0$), on obtient donc :

$$K_{M_1}(0) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_1} \Phi_0 E_\gamma$$

La fluence d'électrons secondaires croît à mesure que x augmente jusqu'à atteindre la valeur $x = R_1$, puis décroît ensuite avec la même loi que la fluence de photons pour $x > R_1$. À partir de cette profondeur, comme la condition d'équilibre électronique est vérifiée, il y a égalité entre le kerma et la dose conformément à la règle définie au paragraphe précédent. En remplaçant ces deux grandeurs par leurs expressions théoriques, on montre que le rapport de la fluence de photons primaires par celle des électrons secondaires est une constante :

$$\begin{aligned} D = K &\Leftrightarrow \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\bar{T}_{e^-}} \Phi_{e^-}(x) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E_\gamma} \Phi_\gamma(x) E_\gamma \\ \Rightarrow \frac{\Phi_{e^-}(x)}{\Phi_\gamma(x)} &= \left[\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{\bar{T}_{e^-}} / \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{E_\gamma} \right] E_\gamma = \text{cste} \end{aligned}$$

Cette fois, il est considéré dans la formule théorique de la fluence d'électrons secondaires, le pouvoir d'arrêt massique moyen à l'énergie moyenne des électrons secondaires mis en mouvement dans le milieu M_1 : $\bar{T}_{e^-}(M_1)$ que l'on calcule au moyen de l'expression (2.60). Enfin, concernant la dose absorbée $D_{M_1}(x)$, deux cas de figure de la règle énoncée se présentent : pour $x < R_1$, on peut accéder à la valeur de la dose absorbée de façon analytique, il faudrait recourir à un calcul de type Monte-Carlo pour déterminer en ce point x la fluence d'électrons secondaires $\Phi_{e^-M_1}(x)$ et la dose s'obtiendrait alors comme suit :

$$D_{M_1}(x) = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\bar{T}_{e^-}(M_1)} \Phi_{e^-M_1}(x)$$

en revanche, pour $x \geq R_1$, la condition d'équilibre électronique étant réalisée, la dose absorbée est directement égale au kerma :

$$D_{M_1}(x) = K_{M_1}(x)$$

Au passage de l'interface des milieux adjacents M_1 et M_2 , la fluence de photons est la même en x_1 de part et d'autre de la frontière entre les deux milieux : $\Phi_{\gamma M_2}(x_1) = \Phi_{\gamma M_1}(x_1)$, idem pour la fluence des électrons secondaires qui peut être considérée comme constante au point d'intersection entre les deux milieux : $\Phi_{e-M_2}(x_1) = \Phi_{e-M_1}(x_1)$. Le kerma dans le milieu 2 s'obtient selon la propriété de continuité décrite par la relation (2.58) :

$$K_{M_2}(x_1) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_2}^{M_1} K_{M_1}(x_1)$$

En ce même point, la dose absorbée s'obtient conformément à la loi du rapport des pouvoirs d'arrêt massique décrite par l'expression (2.13).

$$D_{M_2}(x_1) = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{M_2}^{M_1} D_{M_1}(x_1)$$

Les pouvoirs d'arrêt massique moyens sont alors pris à l'énergie moyenne des électrons secondaires mis en mouvement dans le milieu M_1 : $\bar{T}_{e-}(M_1)$.

Une fois dans le milieu M_2 , le comportement de l'ensemble des grandeurs est sensiblement le même que dans le milieu amont, en intégrant les caractéristiques physico-chimiques intrinsèques de ce nouveau milieu 2. Ainsi la fluence de photons en un point x quelconque de M_2 est décrite par l'exponentielle suivante :

$$\Phi_{\gamma M_2}(x) = \Phi_0 \exp(-\mu_{M_1} x_1) \exp(-\mu_{M_2}(x - x_1))$$

À noter cependant que contrairement au traitement du milieu M_1 , le profil de la fluence d'électrons secondaires $\Phi_{e-M_2}(x)$ dans la zone comprise entre l'interface et R_2 présente une allure différente. La fluence d'électrons résulte des électrons secondaires rémanents mis en mouvement dans le milieu M_1 qui s'annihilent à mesure de leur progression dans le deuxième milieu jusqu'à disparaître complètement à une profondeur correspondant à la portée dans le milieu M_2 des électrons les plus énergétiques mis en mouvement dans M_1 . À cette composante s'ajoutent les électrons mis en mouvement par le faisceau de photons progressant dans le milieu 2 et dont le nombre croît jusqu'à atteindre son maximum à la profondeur correspondant à R_2 . Le diagramme de la figure 2.28 donne un profil possible de la fluence électronique dans cette zone intermédiaire.

Entre x_1 et R_2 , on ne peut donc pas quantifier la fluence des électrons secondaires au moyen d'une approche analytique simple. Sur le diagramme de la figure 2.28, la fluence est représentée arbitrairement passant par un minima, mais dans certains cas elle pourrait passer par un maxima. Pour pallier la problématique liée à la détermination exacte du profil de fluence électronique dans cette zone, il faudrait recourir à l'utilisation d'un code Monte-Carlo. Finalement, le diagramme de la figure 2.29 synthétise l'allure des profils de l'ensemble des grandeurs pour les deux milieux, en tenant compte des hypothèses de départ.

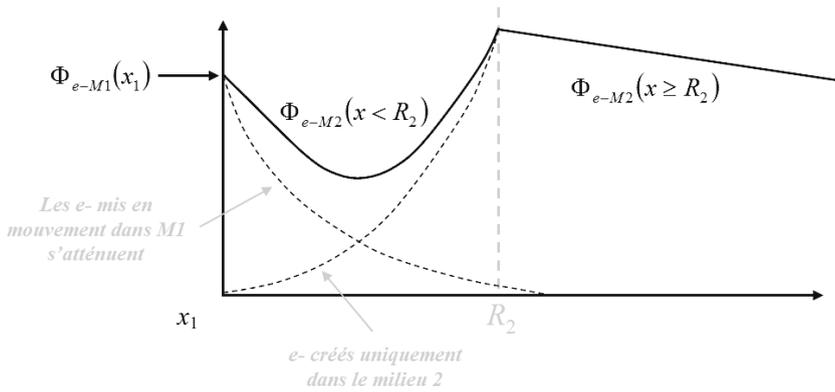


Figure 2.28 – Profil possible de la fluence d'électrons secondaires au passage d'un nouveau milieu.

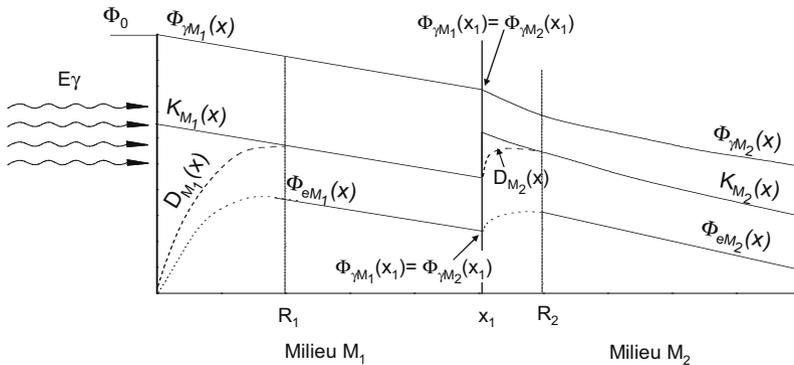


Figure 2.29 – Profil théorique de la fluence de photons primaires, d'électrons secondaires mis en mouvement par ces derniers, du kerma et de la dose absorbée, dans deux milieux légers adjacents.

En conséquence, nous pouvons énoncer la loi suivante : pour une fluence de photon initiale Φ_0 à une énergie E_γ donnée, il y a autant d'équilibres électroniques qu'il y a de milieux traversés.

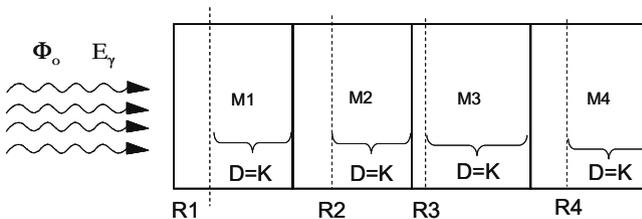


Figure 2.30 – Notions d'équilibres électroniques pour chaque milieu traversé par une fluence Φ_0 à une énergie E_γ .

Nota : un écueil résultant de la négligence de cette loi consiste, par exemple, à postuler que si une source est gainée, par exemple de plexiglas, et si l'équilibre électronique est réalisé dans le gainage ceinturant la source pour les électrons secondaires mis en mouvement dans ce dernier, il en est de même en tout point de l'air extérieur du gainage, ce qui est de fait strictement faux.

2.2.8 Mesure du kerma dans l'air et de la dose absorbée dans les tissus pour les photons

S'il existe plusieurs méthodes de détection permettant d'accéder aux grandeurs dosimétriques liées aux champs de photons, la chambre d'ionisation présente des propriétés d'adaptabilité importantes aux nuances des grandeurs recherchées : K_a , K_t , D_t ... et permet, sous certaines conditions, un accès direct à ces grandeurs. Le principe de fonctionnement, identique à d'autres méthodes, consiste en la collecte de charges produites par ionisation, proportionnelle à l'énergie cédée par la particule dans le volume détecteur, par application d'une valeur appropriée de haute tension. Dans un milieu donné, il existe de fait une relation analytique permettant de relier cette charge, donc par extension ce courant, au débit de dose dans le milieu sensible.

Dans un volume cible de gaz de masse m_g , on considère qu'une fluence d'électrons secondaires mis en mouvement dans un matériau en amont de ce volume de gaz dépose une énergie communiquée moyenne $\bar{\epsilon}$ dans cette masse m_g . On postule que cette énergie communiquée est responsable de la création de ΔN paires ions-électrons. Si \bar{W}_g est l'énergie moyenne d'ionisation pour la création de chacune de ces paires, la dose absorbée moyenne dans le gaz peut s'exprimer selon l'égalité (2.61).

$$\bar{D}_g = \frac{\bar{\epsilon}}{m} = \frac{\Delta N}{m} \bar{W}_g \quad (2.61)$$

De fait, ce nombre de paires ions-électrons est responsable de la charge électronique : $\Delta Q = \Delta N e$, avec e la charge de l'électron. En développant le terme de masse au numérateur, on obtient la relation liant la dose absorbée dans ce gaz et la charge créée dans le volume de gaz, et par suite celle du débit de dose dans ce gaz en fonction du courant généré selon (2.62).

$$\bar{D}_g = \frac{\Delta Q}{e} \frac{\bar{W}_g}{\rho_g V_g} \Rightarrow \dot{D}_g = \left(\frac{\Delta Q}{\Delta t} \right) \frac{1}{e} \frac{\bar{W}_g}{\rho_g V_g} = \frac{i}{e} \frac{\bar{W}_g}{\rho_g V_g} \quad (2.62)$$

Pour l'air, milieu facilement disponible souvent utilisé, en ne tenant pas compte de la correction due au rendement de freinage (négligeable dans ce cas) : $\bar{W}_{\text{air}} = 33,97 \pm 0,06$ eV. Nous arrondirons dans la suite de l'ouvrage cette valeur à 34 eV. Cet exemple relatif à un gaz n'est pas anodin : dans un milieu solide, en raison d'une mobilité de charge réduite, la collecte de charge n'est pas aisée (nécessité d'utiliser des matériaux semi-conducteurs dopés comme les détecteurs à jonction), cependant on mesure facilement la quantité

d'électricité produite par les ionisations dans un volume gazeux au moyen d'une anode-cathode soumise à une tension. Dans l'approche de Bragg-Gray, cette propriété est exploitée ainsi que d'autres liées aux électrons secondaires mis en mouvement dans le milieu, au point où doit être faite la mesure.

Cavité étroite et relation de Bragg-Gray

Pour pallier l'incapacité de mesurer en un point d'un milieu solide les charges produites, on juxtapose au point de mesure un volume de gaz, le courant mesuré dans ce volume est ensuite raccordé à la dose absorbée en ce point, comme montré dans la figure 2.31.

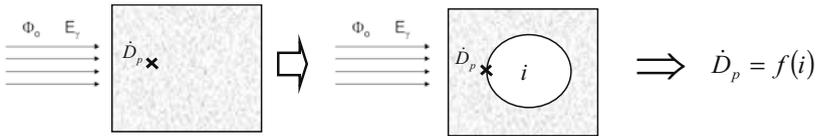


Figure 2.31 – Illustration de la mesure de l'intensité dans un volume gazeux en tant que grandeur de transfert pour le calcul du débit de dose absorbée en un point d'un milieu solide.

Si les dimensions géométriques de la cavité sont petites devant le parcours des électrons secondaires mis en mouvement, l'introduction de cette cavité remplie de gaz à l'intérieur d'un milieu homogène solide ne modifie pas le spectre de ces électrons dans le milieu. Nous sommes alors en présence d'une cavité étroite et on montre (cf. CI 2.7) qu'aux conditions d'équilibre électronique il existe une relation de proportionnalité entre la dose déposée au point matériel et celle déposée dans la cavité gazeuse ; il s'agit de la relation de Bragg-Gray :

$$D_M = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_g^M D_g \tag{2.63}$$

Le rapport des pouvoirs d'arrêt massique moyen du matériau sur celui du gaz se fait donc pour l'énergie moyenne du spectre d'électrons secondaires mis en mouvement dans le matériau M que l'on obtient selon l'expression (2.60). Ce rapport s'applique également de fait aux débits de dose. On peut remplacer \dot{D}_g par l'expression définie en (2.62), ce qui, pour une approche macroscopique liée à un volume gazeux significativement important et en vérifiant l'équation aux dimensions, conduit à la relation (2.64) reliant le débit de dose absorbé au courant établi dans la cavité gazeuse.

$$\dot{D}_M (\text{mGy/h}) = 3,6 \cdot 10^9 \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_g^M \frac{i}{\rho_g V_g} \bar{W}_g \tag{2.64}$$

avec i en A, ρ_g en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$, V_g en cm^{-3} et \bar{W}_g en eV.

De façon pratique, on considère qu'une cavité est étroite et permet l'application de la théorie de Bragg-Gray, dès lors que, à l'énergie moyenne du spectre des électrons secondaires mis en mouvement dans le milieu solide qui

précède, la portée des électrons dans le gaz de la cavité soit au moins cinq fois supérieure à celle de la plus grande des dimensions de la cavité :

$$R_g(\bar{T}_{e^-}(M)) \geq 5x_{\text{cavité}} \quad (2.65)$$

À ce stade, il est primordial d'insister sur le fait que pour ce type de cavité ce sont les électrons secondaires qui créent la dose dans le volume gazeux sensible et non les photons dont le libre parcours moyen est plusieurs milliers de fois supérieur à celui des électrons dans le gaz.

Par ailleurs, ajoutons qu'il est impératif pour l'application de la relation de Bragg-Gray que le champ d'électrons secondaires soit homogène dans toute la cavité ; dans le cas contraire, des erreurs significatives sur la valeur annoncée de la dose absorbée peuvent survenir.

Pour étayer ce point, considérons un détecteur muni d'une cavité étroite permettant d'appliquer la règle de Bragg-Gray. Soit deux cas : un champ homogène de photons primaires mettant en mouvement N_1 électrons qui pénètrent dans la cavité et un faisceau fin dont la section est très inférieure à la surface d'entrée de la cavité, mais qui en raison d'une fluence plus importante génère également N_1 électrons pénétrant dans la cavité comme montré dans la figure 2.32.

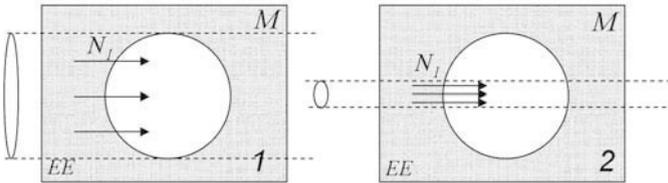


Figure 2.32 – Illustration d'une cavité étroite fonctionnant selon la règle de Bragg-Gray soumise à un champ d'électrons secondaires homogènes et inhomogènes.

En appliquant la règle de Bragg-Gray, on obtient de fait : $D_M(1) = D_M(2)$. Or, en réalité, la différence de fluence électronique liée à la différence de section d'entrée des deux faisceaux provoque l'inégalité suivante :

$$\Phi_{e^-}(1) < \Phi_{e^-}(2) \Leftrightarrow \left(\frac{S}{\rho}\right)_M \Phi_{e^-}(1) < \left(\frac{S}{\rho}\right)_M \Phi_{e^-}(2) \Rightarrow D_M(1) < D_M(2)$$

Il y a alors incohérence entre les résultats. Cet écueil peut typiquement être rencontré lors de la mesure de faisceaux fins collimatés de rayonnement X : la mesure avec une cavité de dimension plus importante que le faisceau provoque une sous-estimation de la dose absorbée.

Mesure de la dose absorbée dans les tissus D_t par une chambre d'ionisation à paroi équivalente tissu

Une application directe de la cavité étroite réside dans la mesure possible de la dose absorbée dans les tissus sous une profondeur x : $D_t(x)$. Pour réaliser une telle mesure au moyen d'une chambre d'ionisation, il y a lieu que le milieu solide composant la paroi du détecteur réponde de façon similaire au transfert

d'énergie des photons primaires dans un tissu. Ceci se traduit par l'exigence d'égalité (2.66) des coefficients de transfert massique en énergie du milieu solide M et de celui d'un tissu vis-à-vis du rayonnement photonique considéré :

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{tissu}}^M = 1 \quad (2.66)$$

On parle alors de détecteur à paroi équivalente, en l'espèce paroi équivalent-tissu. Un radiamètre de type babyline peut fonctionner typiquement sur ce mode. À noter que ce rapport valant l'unité entraîne *de facto* la même conséquence sur le coefficient d'atténuation massique, puisque ce dernier peut être perçu comme la somme d'un coefficient de transfert massique en énergie et d'un coefficient de diffusion massique en énergie. Cette deuxième composante traduit la fraction d'énergie du photon primaire transféré aux photons secondaires (i.e. photon Compton) selon (2.67).

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{E_\gamma} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E_\gamma} + \left(\frac{\mu_{dif}}{\rho}\right)_{E_\gamma} \Rightarrow \text{si } \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{tissu}}^M = 1 \Rightarrow \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{tissu}}^M = 1 \quad (2.67)$$

À titre d'exemple, calculons la composition massique pour qu'une paroi constituée d'un mélange de polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$ et de fluorure de magnésium MgF réalise les conditions de paroi équivalent-tissu pour les photons du ^{60}Co (i.e. photon d'énergie moyenne de 1,25 MeV). Les coefficients de transfert massique en énergie des éléments chimiques élémentaires de ces composés à l'énergie considérée sont fournis dans le tableau 2.7 et valent :

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_C = 0,0267 \quad \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_H = 0,0531 \quad \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_F = 0,0253 \quad \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{Mg} = 0,0263$$

On calcule au préalable le coefficient de transfert massique en énergie du polyéthylène et du fluorure de magnésium au moyen d'une loi de composition massique similaire à l'expression (2.48).

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{CH}_2} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_C w_C + \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_H w_H = 0,0267 \times \left(\frac{12}{14}\right) + 0,0531 \times \left(\frac{2}{14}\right) = 0,0304$$

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{MgF}} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{Mg} w_{Mg} + \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_F w_F = 0,0263 \times \left(\frac{24}{43}\right) + 0,0253 \times \left(\frac{19}{43}\right) = 0,0258$$

Pour une énergie de 1,25 MeV, le coefficient de transfert massique en énergie pour les tissus est : $(\mu_{tr}/\rho)_{\text{tissu}} = 0,0294$. Conformément à l'expression (2.66), pour obtenir les pourcentages de chacun des deux composés, on résout le système de deux équations, suivant :

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{tissu}} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{CH}_2} w_{\text{CH}_2} + \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{\text{MgF}} w_{\text{MgF}} = 0,0304 w_{\text{CH}_2} + 0,0258 w_{\text{MgF}} = 0,0294$$

$$w_{\text{CH}_2} + w_{\text{MgF}} = 100\%$$

Cette relation conduit aux pourcentages suivants : $w_{\text{CH}_2} = 78,3 \%$ et $w_{\text{MgF}} = 21,7 \%$, et pour une telle paroi le comportement des photons de 1,25 MeV est le même que pour les tissus mous. Notons qu'en raison d'une faible variation des différents (μ_{tr}/ρ) pour la gamme d'énergie comprise entre 50 keV et 2 MeV, il peut être postulé que cette paroi est « équivalent-tissu » pour des photons d'énergie comprise dans cet intervalle.

Considérons maintenant un débitmètre équipé d'une paroi d'une épaisseur de $1000 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ de ce composé équivalent-tissu, de densité 1, exposé à une source de ^{60}Co de 3,2 GBq située à 1 mètre. Sa cavité est un cylindre de 15 cm de longueur et 3 cm de rayon, remplie d'air à la pression atmosphérique. Déterminons le débit de dose absorbée $D_i(10)$ dans les tissus sous cette profondeur de $1000 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ (10 mm), soit à l'interface interne de la paroi du détecteur comme montré dans la figure 2.33.

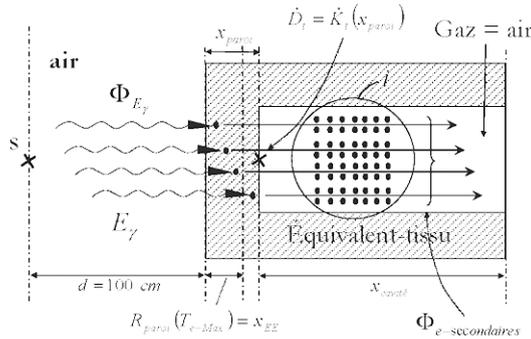


Figure 2.33 – Schéma de principe d'une cavité étroite.

Au préalable, il convient d'estimer si sous cette profondeur le milieu remplit les conditions d'équilibre électronique d'une part pour le cas échéant, assimiler la dose au kerma, et d'autre part remplir une des exigences permettant l'application de la règle de Bragg-Gray. À cette énergie, nous pouvons postuler que seul le processus d'interaction Compton a lieu dans la paroi. On détermine donc l'énergie de l'électron le plus énergétique susceptible d'être mis en mouvement au moyen de l'expression (2.33).

$$T_{c \max} = \frac{4E_\gamma^2}{4E_\gamma + 1} = \frac{4 \times (1,25)^2}{(4 \times 1,25) + 1} = 1,04 \text{ MeV}$$

Pour une telle énergie d'électron, la formule (2.3) de Katz et Penfold conduit au résultat suivant :

$$\begin{aligned} n &= 1,265 - 0,0954 \times \ln(1,04) = 1,6125 \Rightarrow R_{\text{paroi}}(T_{c \max}) = 412 \times (1,04)^{1,6125} \\ &= 432 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2} \end{aligned}$$

Or $432 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2} < 1000 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$; sous cette profondeur, la condition d'équilibre électronique est donc vérifiée. Le débit de dose absorbée sous cette profondeur de paroi de $x_{\text{paroi}} = 1000 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2} = 10 \text{ mm}$ (assimilable en l'espèce

à une profondeur équivalente de tissu) est donc égal au débit de kerma sous cette même profondeur. Ce dernier peut se déduire du précédent calcul du débit de kerma dans l'air (§ 2.1.2) à 1 mètre d'une source de ^{60}Co de même activité en utilisant les propriétés de transmission et de changement de milieu. Pour des raisons de commodité, nous considérons l'origine du système au point de calcul du débit de kerma dans l'air : $\dot{K}_{\text{air}}(0) \cong 1 \text{ mGy/h}$. Finalement, le débit de dose absorbée dans le tissu sous la profondeur de la paroi de la chambre s'exprime selon la relation suivante :

$$\dot{D}_t(x_{\text{paroi}}) = \dot{K}_t(x_{\text{paroi}}) = \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{\text{air}}^{\text{tissu}} \dot{K}_{\text{air}}(0) \exp \left(- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{tissu}} \rho_{\text{paroi}} x_{\text{paroi}} \right)$$

En considérant le résultat précédent pour \dot{K}_{air} et le coefficient d'atténuation massique dans les tissus à l'énergie de 1,25 MeV : $(\mu/\rho)_{\text{tissu}} = 0,0626 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, on obtient :

$$\Rightarrow \dot{D}_t(10) = \dot{K}_t(10) = \left(\frac{0,0294}{0,0267} \right) \times 1 \times \exp(-0,0626 \times 1 \times 1) = 1,03 \text{ mGy/h}$$

Déterminons le courant généré dans la cavité par un tel débit de dose absorbée. Au préalable, il y a lieu de vérifier si la chambre répond aux spécifications de la cavité étroite, permettant l'application de la relation de Bragg-Gray. Il faut donc vérifier l'inégalité (2.65) en commençant par déterminer l'énergie moyenne des électrons mis en mouvement dans la paroi équivalent-tissu au moyen de l'expression (2.60).

$$\bar{T}_{e^-}(E_\gamma) = \left(\left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right) / \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \right)_{\text{tissu}} E_\gamma = \left(\frac{0,0294}{0,0626} \right) \times 1,25 = 587 \text{ keV}$$

À cette énergie, le parcours dans l'air calculé avec Katz et Penfold (2.3) donne :

$$R(\bar{T}_{e^-} = 0,587 \text{ MeV}) = 205 \text{ mg} \cdot \text{cm}^2 \Rightarrow R_{\text{air}} = \frac{R}{\rho_{\text{air}}} = \frac{205 \cdot 10^{-3}}{1,22 \cdot 10^{-3}} = 168 \text{ cm}$$

Ce qui vérifie bien la règle : $R_g(\bar{T}_{e^-}(M)) \geq 5 x_{\text{cavité}} \Leftrightarrow 168 \geq 5 \times 15 = 75 \text{ cm}$. Comme cette condition et celle relative à l'équilibre électronique sont respectées, et que par ailleurs la source est suffisamment distante de la cavité pour considérer que le champ de photons expose de façon homogène la cavité, il est possible d'appliquer l'expression (2.64). Par interpolation linéaire avec le tableau 2.2, on obtient respectivement le pouvoir d'arrêt massique dans les tissus et l'air à l'énergie $\bar{T}_{e^-} = 0,587 \text{ MeV}$ des électrons secondaires mis en mouvement dans la paroi : $(\bar{S}/\rho)_{\text{tissu}} = 5,94$ et $(\bar{S}/\rho)_{\text{air}} = 5,18$. Le courant généré par le débit de dose se déduit de (2.64).

$$i = \frac{\rho_g V_g}{3,6 \cdot 10^9 \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\text{air}}^{\text{tissu}} \bar{W}_g} \dot{D}_M = \frac{1,22 \cdot 10^{-3} \times \pi \times (3)^2 \times 15}{3,6 \cdot 10^9 \times \left(\frac{5,94}{5,18} \right) \times 34} \times 1,03 = 4 \cdot 10^{-12} \text{ A}$$

Ainsi, nous sommes donc en capacité de déterminer le courant lié à la dose absorbée dans les tissus sous une certaine profondeur induite par l'exposition à une source de photons. Cependant, cette approche calculatoire appelle le commentaire suivant : nous avons admis que la paroi répondait de façon sensiblement équivalente aux photons, en terme de transfert d'énergie dans les tissus, sur une gamme d'énergie comprise entre 50 keV et 2 MeV. La mesure sous la profondeur de la paroi est donc assimilable à une mesure de la dose absorbée dans les tissus moyennant le respect des conditions d'équilibre électronique pour cette gamme énergie. Nous remarquerons cependant que la valeur du courant délivrée est subordonnée à la connaissance du rapport des pouvoirs d'arrêt massique entre la paroi et le gaz de la cavité, puisque ce dernier est différent de 1.

$$\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_g^{\text{paroi}} \neq 1 \quad (2.68)$$

Il n'y a donc pas de relation directe entre la valeur de transfert mesurée (i.e. le courant) et la grandeur dosimétrique, ce détecteur est alors qualifié de dosimètre relatif ; dans le cas présent, on parlera plus précisément de chambre à paroi équivalent-tissu, ce qui est typiquement l'appellation d'une Babyline dédiée à la mesure de la dose absorbée à la profondeur de son épaisseur de paroi si celle-ci est en matériau équivalent-tissu. On notera cependant que ce rapport sur la gamme d'énergie précisée ne diffère pas plus de 10 % de l'unité.

Il est cependant possible de faire en sorte que ce rapport soit égal à l'unité, en particulier pour la mesure d'une grandeur dosimétrique qui présente de multiples propriétés vis-à-vis de la métrologie des photons : le kerma dans l'air.

Mesure du kerma dans l'air K_{air} par une chambre équivalent-air

Comme admis précédemment, le kerma dans l'air est proche de celui dans les tissus et ne nécessite pas de vérifier les conditions d'équilibre électronique pour le mesurer en n'importe quel point dans l'espace. Autre propriété majeure, si pour la chambre précédente on conçoit une paroi équivalent-air, le rapport (2.68) précédant des pouvoirs d'arrêt massique est égal à 1 dès lors que la cavité est remplie d'air.

Le théorème de Fano [18] précise que le rayonnement secondaire n'est pas modifié par la « compression » du milieu, donc par les degrés de tassement des atomes du milieu. En prenant une chambre ayant le même comportement que l'air vis-à-vis du rayonnement primaire, mais de densité beaucoup plus grande, on peut mesurer la dose absorbée dans l'air en profondeur dans de bonnes conditions pratiques. Pour obtenir la composition massique d'une telle paroi, on procède de la même manière que pour la détermination de celle d'une paroi équivalent-tissu en vérifiant l'égalité (2.66). Typiquement, la composition mixte précédente de CH_2 et MgF constituée des pourcentages massiques respectifs de 19,5 % et 80,5 % réagit de façon équivalente à l'air pour une énergie de 1,25 MeV. En reprenant des expressions liées au changement de milieu, on

peut relier théoriquement le kerma dans l'air à l'entrée de la paroi du détecteur, qui peut être mesuré en n'importe quel point de l'espace dès lors que le champ de photon est homogène, à l'intensité délivrée dans la cavité :

$$\dot{K}_{\text{air}} \text{ (mGy/h)} = 3,6 \cdot 10^9 i \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\text{paroi}}^{\text{paroi}} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{\text{paroi}}^{\text{air}} \frac{1}{\rho_g V_g} \bar{W}_g \exp \left(\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{paroi}} \rho_{\text{paroi}} x_{\text{paroi}} \right) \quad (2.69)$$

On veillera au préalable de s'assurer que l'équilibre électronique est réalisé sous l'épaisseur de la paroi équivalent-air afin d'appliquer la relation de Bragg-Gray. Ce qui est réalisé pour la composition annoncée et une densité de 1. Dans cette configuration de détecteur, nous avons nécessairement cette fois les deux égalités suivantes :

$$\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_g^{\text{M}} = 1 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{\text{M}}^{\text{air}} = 1$$

Le débit de kerma est directement proportionnel à l'intensité délivrée dans la cavité gazeuse. En sachant que $(\mu/\rho)_{\text{paroi}} = (\mu/\rho)_{\text{air}} = 0,0568$ à 1,25 MeV, la relation est la suivante :

$$\dot{K}_{\text{air}} \text{ (mGy/h)} = \frac{3,6 \cdot 10^9 \times 34 \times \exp(0,0568 \times 1 \times 1)}{1,22 \cdot 10^{-3} \times \pi \times (3)^2 \times 15} i = 2,5 \cdot 10^{11} i$$

En conséquence, cette chambre à paroi équivalent-air dont la cavité est remplie d'air, aussi appelée chambre équivalent-air, fonctionne en dosimètre absolu vis-à-vis des photons pour des énergies comprises entre 50 keV et 2 MeV (on postule que la réponse de la paroi équivalent-air est sensiblement la même sur toute cette gamme d'énergie) à l'instar des calorimètres et dosimètres de Fricke pour les électrons. En effet, la réponse du détecteur vis-à-vis de la grandeur dosimétrique (i.e. kerma dans l'air) est directement proportionnelle à la grandeur physique de transfert (i.e. le courant). En reprenant le formalisme précédent, nous avons le coefficient de proportionnalité (ou d'étalonnage) : $N_D = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$. La figure 2.34 donne une photographie de ce type de dosimètre absolu.



Figure 2.34 – Dosimètre absolu pour la mesure du kerma dans l'air, chambre d'ionisation équivalent-air PTW.

Nous verrons ultérieurement que ce type de dosimètre constitue un appareil de transfert pour la mesure du kerma dans l'air lié à la procédure d'étalonnage dans le cas d'appareil de radioprotection dédié à la mesure de l'exposition aux photons. Ajoutons qu'il est également possible, en pratique, d'obtenir un dosimètre absolu pour la mesure de la dose absorbée dans les tissus sous la profondeur de la paroi ; il faut dans ce cas que le gaz de la cavité soit cette fois « équivalent-tissu ». Le dosimètre est alors qualifié de chambre équivalent-tissu. Il est également préconisé pour la mesure des champs primaires de spectre β pour des parois d'une épaisseur de $70 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ($70 \text{ }\mu\text{m}$) appelée également chambre à extrapolation.

Notons qu'il existe également des dispositifs plus volumineux dont les parois sont directement constituées d'air, appelées chambre à paroi air. Ils permettent la mesure du kerma dans l'air et sous une profondeur d'air suffisante permettant le respect de la condition d'équilibre électronique, la mesure de la dose absorbée dans l'air. La figure 2.35 donne une vue artistique en coupe de la moitié de la chambre d'ionisation à paroi d'air toroïdale. La source est placée au centre du cercle.

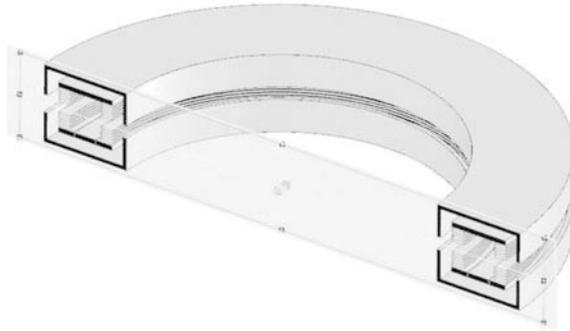


Figure 2.35 – Chambre d'ionisation à paroi d'air toroïdale, d'après [3], avec l'autorisation de EDP Sciences.

Ce type de chambre, pour des raisons évidentes d'encombrement, ne peut être utilisé pratiquement que dans les laboratoires primaires de dosimétrie et pour une gamme d'énergie limitée en raison du parcours important des électrons secondaires dans l'air.

Principe de la cavité large et intermédiaire

Si nous avons décrit le cas où la portée des électrons secondaires est suffisamment grande pour pouvoir postuler le principe de la cavité étroite permettant l'application de la relation de Bragg-Gray, étudions le cas inverse pour lequel le parcours des électrons secondaires est petit devant les dimensions de la cavité. Pour ce cas de figure, il existe une autre approche métrologique dite de la cavité large. Elle permet non pas de prendre en compte l'ionisation des électrons secondaires sensiblement absorbés par la paroi de la chambre et pour lesquels l'énergie déposée dans la paroi est négligeable, mais celle des photons

primaires, dont le dépôt en énergie devient cette fois significatif dans le gaz de la cavité. Si le développement du modèle physique diffère de celui de Bragg-Gray (cf. CI 2.8), ce dernier conduit à une expression analytique dans laquelle intervient cette fois le rapport des transferts massiques en énergie à l'énergie des photons primaires.

$$\dot{D}_M (\text{mGy/h}) = 3,6 \cdot 10^9 i \frac{1}{\rho_g V_g} \bar{W}_g \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_g^{\text{paroi}} A$$

$$\text{avec } A = \frac{\mu_g x_{\text{cavité}}}{1 - \exp(-\mu_g x_{\text{cavité}})} \approx 1 \quad (2.70)$$

À l'instar de la cavité étroite, on définit une règle empirique permettant de postuler la propriété de cavité large vis-à-vis du rayonnement en présence. Il faut cette fois que la plus grande dimension de la cavité soit supérieure à cinq fois la portée dans le gaz des électrons secondaires mis en mouvement dans la paroi.

$$x_{\text{cavité}} \geq 5R_g \left(\bar{T}_{e\text{-paroi}} \right) \quad (2.71)$$

Il reste cependant des circonstances « mixtes » pour lesquelles deux énergies de photons peuvent être émises, l'une répondant à la propriété de cavité large, l'autre à celle de cavité étroite. Par exemple, le ^{137}Cs émet un γ de 662 keV et un X_k de 38,7 keV vis-à-vis d'une cavité de dimension majeure de 5 cm d'épaisseur, après vérification des règles empiriques (2.65) et (2.71), le premier répond à la propriété de cavité étroite et le second à une propriété de cavité large. Le débit de dose absorbée procède donc de la composition des deux approches au travers de la somme des expressions (2.64) et (2.70).

Sans même considérer une situation de mesure liée à une multi-émission photonique, il se peut tout simplement qu'un rayonnement unique, primaire, ne remplisse aucune des deux règles empiriques ; typiquement, le rayonnement de 60 keV de ^{241}Am vis-à-vis d'une cavité de 5 mm de dimension et dont la paroi est en aluminium (milieu encore considéré comme léger) ne répond à aucune de ces deux règles. À l'énergie des électrons secondaires mis en mouvement dans la paroi $\bar{T}_{e\text{-paroi}} = 25$ keV, la portée dans l'air de la cavité, calculée avec Katz et Penfold, est de 8 mm ; ainsi, aucune des deux règles empiriques liées à la portée des électrons secondaires dans le gaz n'est vérifiée ! Il y a cependant une possibilité de séparer les électrons secondaires en deux composantes : l'une issue des interactions Compton et responsable d'un spectre d'énergie moyenne $\bar{T}_c = 5,6$ keV (cf. tableau 2.5) et l'autre issue du photoélectrique et dont l'énergie est de fait : $\bar{T}_{\text{ph}} \approx 60$ keV. Pour la première composante, le parcours dans l'air est $R_{\text{air}}(\bar{T}_c) = 0,4$ mm, la règle de la cavité large est donc respectée : ($5 \times 0,4$ mm $<$ 5 mm), pour la seconde $R_{\text{air}}(\bar{T}_{\text{ph}}) = 4,2$ cm et cette fois c'est la règle de la cavité étroite qui s'applique ($4,2$ cm \geq 5×5 mm). Le calcul du débit de dose absorbée procède donc d'une composition de cavité étroite et large, appelée également cavité intermédiaire et définie dans son formalisme analytique par le théorème de Burlin [10].

$$\dot{D}_M (\text{mGy/h}) = 3,6 \cdot 10^9 \frac{i}{\rho_g V_g} \bar{W}_g \left[\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_g^{\text{paroi}} + j \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_g^{\text{paroi}} \right] \quad (2.72)$$

avec le rapport des pouvoirs moyens d'arrêt massique pour $\bar{T}_{\text{ph}} = 60$ keV et le pouvoir des transferts massiques en énergie à l'énergie des photons primaires incidents, soit également 60 keV. Dans le formalisme de l'expression (2.72), le courant i est de fait égal au courant imputable à la cavité étroite donc à l'effet photoélectrique : $i = i_{\text{pe}}$ et le terme j traduit le rapport de la composante de courant liée à l'effet Compton sur celle du photoélectrique : $j = i_{\text{c}}/i_{\text{pe}}$.

2.3 Interaction des neutrons avec la matière et calcul du kerma de première collision

Ces particules neutres et non chargées sont vouées à n'interagir qu'avec les noyaux du milieu traversé, selon deux types de collisions différentes : élastiques et inélastiques. La collision élastique (n,n) s'apparente à un simple choc mécanique assimilable aux collisions que l'on rencontre dans un jeu de billard. Détail notable, ce mode de collision n'induit pas de modification interne du noyau cible. Dans la collision inélastique, en revanche, cette modification interne a lieu. Ce type de collision s'accompagne de plusieurs voies de sorties possibles :

- la diffusion inélastique (n,n') dans laquelle le neutron entre physiquement dans le noyau. Il s'ensuit la réémission d'un neutron n' et la désexcitation du noyau cible par émission d'un ou plusieurs photons, dont l'énergie nous le verrons peut être importante ;
- la capture (n,X) dans laquelle le neutron entre également physiquement dans le noyau, mais cette fois un autre type de particule émerge du noyau cible : photon dans le cas de la capture radiative (n, γ) ou particule chargée, proton ou alpha, dans le cas respectivement des réactions nucléaires de type (n,p) ou (n, α).

À l'instar de ce que nous avons montré pour les photons, particules également neutres, l'enjeu pour le dosimétriste va consister à caractériser au mieux l'énergie transférée E_{tr} aux particules secondaires chargées mises en mouvement lors de ces interactions. Cette caractérisation permettant *in fine* la détermination des grandeurs dosimétriques d'intérêt. Ce *modus operandi* appliqué aux photons et aux neutrons renvoie donc au concept de particules indirectement ionisantes : ce n'est pas le neutron ou le photon qui génère de la dose, mais bien les particules secondaires chargées mises en mouvement lors des différentes interactions. Par ailleurs, comme pour les photons, la nature stochastique du dépôt d'énergie des neutrons dans la matière va nous inciter d'emblée à caractériser l'énergie moyenne transférée aux particules secondaires chargées.

2.3.1 Collision élastique (n,n)

Dans cette collision, une partie de l'énergie initiale du neutron incident est emportée par le noyau, communément appelé « noyau de recul ».

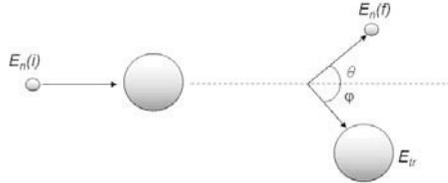


Figure 2.36 – Principe de la diffusion élastique pour les neutrons.

La loi de conservation de l'énergie cinétique implique : $E_n(i) = E_n(f) + E_{tr}$. À l'instar du calcul effectué pour les photons avec la loi de conservation de la quantité de mouvement, on obtient la relation (2.73) liant l'énergie du neutron incident à celle transférée au noyau de recul.

$$E_{tr} = E_n(i) \frac{4A}{(A+1)^2} \cos^2 \varphi \quad (2.73)$$

L'angle φ varie de 0 à $\pi/2$ et dans le même temps θ varie de π à 0° . L'énergie maximale transférée au noyau de recul est obtenue lorsque $\theta = \pi$ et donc $\varphi = 0$ avec l'expression (2.74).

$$E_{tr,max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n(i) \quad (2.74)$$

La valeur de l'énergie transférée au noyau de recul est équiprobable de 0 à la valeur maximale calculée précédemment. Le spectre de la distribution des énergies pour l'énergie transférée au noyau de recul peut ainsi être schématisé comme selon la figure 2.37.

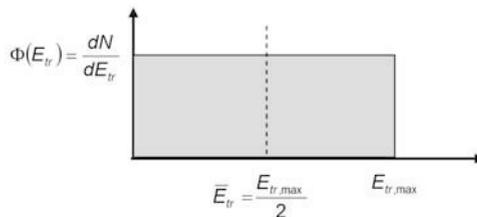


Figure 2.37 – Distribution de l'énergie transférée au noyau de recul lors de la diffusion élastique d'un neutron.

On en déduit alors l'énergie moyenne transférée au noyau de recul lors d'un choc élastique qui s'obtient selon l'expression (2.75).

$$\bar{E}_{tr} = \frac{E_{tr,max}}{2} = \frac{2A}{(A+1)^2} E_n(i) \quad (2.75)$$

On notera que la perte d'énergie par choc élastique est d'autant plus grande que le noyau est plus léger et qu'elle est maximale pour l'hydrogène. Pour cet élément chimique, l'énergie transférée moyenne au proton de recul est :

$$E_{\text{tr,max}} = E_n(i) \quad \text{et} \quad \bar{E}_{\text{tr}} = \frac{E_n(i)}{2}$$

Au bout de N chocs sur les protons de l'hydrogène, un neutron d'énergie initiale $E_n(i)$ aura donc en moyenne l'énergie finale :

$$\bar{E}_n(f) = \frac{E_n(i)}{2^N}$$

Pour thermaliser un neutron de 2 MeV, il faudra donc en moyenne :

$$N = \ln\left(\frac{2 \cdot 10^6}{0,025}\right) \times \frac{1}{\ln(2)} = 26 \quad \text{collisions}$$

La section efficace macroscopique de collision élastique Σ_s , pendant du coefficient d'atténuation linéique μ pour les photons, permet d'obtenir le libre parcours moyen λ_s (*Mean Free Path*) que réalise un neutron dans la matière avant de faire une collision élastique. On peut ainsi déterminer la trajectoire nécessaire pour réaliser, en moyenne, ce ralentissement. Dans l'eau, pour laquelle le libre parcours moyen pour la diffusion élastique est de 0,65 cm [42], la trajectoire moyenne serait :

$$\bar{l} = \bar{N}\lambda_s = \frac{\bar{N}}{\Sigma_s} = 26 \times 0,65 = 17 \text{ cm}$$

Comme la trajectoire n'est pas rectiligne, puisque chaque neutron est diffusé avec un angle de déflexion θ , la plupart des neutrons seront thermalisés pour un parcours de l'ordre de 10 cm. À ce propos, on notera que plus les noyaux sont légers et plus les angles de déflexion du neutron diffusé sont réduits. En effet, l'angle est lié à la masse atomique comme suit :

$$\bar{\mu} = \overline{\cos \theta} = \frac{2}{3A}$$

Enfin, notons qu'il existe une loi générale pour estimer l'énergie moyenne d'un neutron ayant traversé une épaisseur x du milieu :

$$\bar{E}_n(x) = E_n(i) \exp\left[-\frac{\Sigma_s(1-\alpha)x}{2}\right] \quad \text{avec} \quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$$

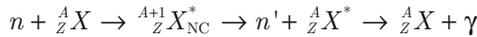
Du point de vue de la dosimétrie, la diffusion élastique constitue l'interaction la plus probable dans les tissus humains. Les sections efficaces sont de l'ordre de 10 barns pour l'oxygène, le carbone et l'azote jusqu'à environ 100 keV, puis au-delà elle se comporte en $1/\sqrt{E}$ avec des résonances. Pour les protons de l'hydrogène, la section efficace est de 20 barns jusqu'à environ 100 keV, puis au-delà celle-ci se comporte en $1/\sqrt{E}$ sans résonance. À ce pro-

pos, on rappellera que les noyaux d'hydrogène constituent 63,2 % de l'ensemble des noyaux des tissus humains. Enfin, nous noterons que l'énergie du noyau de recul est d'autant plus faible que ce noyau est lourd et que dans tous les cas son énergie sera cédée localement en raison de son faible parcours dans la matière. Ce dernier point s'avère important pour la caractérisation de la dose absorbée.

La réaction de diffusion élastique neutron-proton est prépondérante, sur le plan de la dosimétrie dans l'organisme humain, pour des neutrons d'énergie supérieure à quelques dizaines d'eV.

2.3.2 Diffusion inélastique (n,n')

Cette réaction nucléaire passe par une phase transitoire dans laquelle le neutron entre dans le noyau cible pour créer temporairement ce que l'on nomme usuellement un « noyau composé » très excité et donc instable. La voie de sortie va consister en l'émission d'un nouveau neutron n' avec une énergie dégradée par rapport à celle du neutron incident. Le noyau résiduel, identique au noyau initial, restant excité après l'émergence du neutron émet ensuite un photon γ de désexcitation :



Les photons émis répondent à un spectre discret de désexcitation conforme aux niveaux d'excitation du noyau composé. Dans cette réaction, la particule secondaire chargée mise en mouvement est également le noyau cible. L'énergie du photon émis vaut l'énergie d'un état d'excitation du noyau composé et l'énergie moyenne transférée au noyau de recul est sensiblement égale à la différence entre l'énergie du neutron incident et l'énergie du photon de désexcitation :

$$\bar{E}_{tr} \cong E_n(i) - E_\gamma = E_n(i) - E_{NC}^*$$

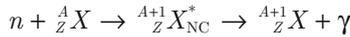
À noter que la diffusion inélastique est une réaction à seuil. Un exemple détaillé de calcul des différentes composantes en énergie de cette réaction est fourni dans le CI 2.9. Les autres réactions de ce type, en plus de celle du ^{12}C traitée dans ce CI susceptibles de se produire dans les tissus humains, sont les suivantes :

- $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$, avec $E_\gamma = 1,63$ MeV ($\sigma = 30$ mb), $E_\gamma = 5,1$ MeV ($\sigma = 80$ mb), $E_\gamma = 10$ MeV ($\sigma = 90$ mb) ;
- $^{16}\text{O}(n,n')^{16}\text{O}^*$, avec $E_\gamma = 6,1$ MeV.

Les réactions de diffusions inélastiques n'apparaissent qu'à des énergies très élevées et restent assez marginales dans la génération de dose dans les tissus sauf à partir d'une dizaine de MeV. Pour des neutrons de l'ordre de 100 MeV, elle devient largement significative en particulier sur l'oxygène et l'azote devant la diffusion élastique sur les tissus ; ajoutons à cela la contribution significative au dépôt d'énergie des photons de désexcitation produits.

2.3.3 Capture radiative (n,γ)

Dans cette réaction inélastique, le neutron incident reste « piégé » dans le noyau composé et la désexcitation s’opère par émission d’un photon :



La conséquence d’une telle réaction est la libération possible d’un photon de haute énergie pouvant aller jusqu’à 8 MeV sur les noyaux légers.

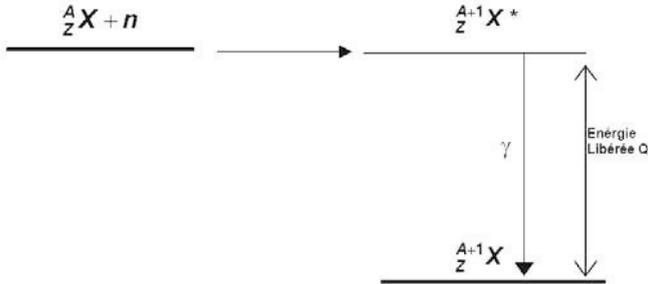


Figure 2.38 – Diagramme énergétique d’une capture radiative.

Cette réaction est sans seuil et très probable pour des neutrons thermiques. L’énergie moyenne emportée par le noyau de recul, si on considère l’énergie du neutron incident nulle, s’obtient par la conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \sum \vec{p} = 0 &\Rightarrow \vec{p}_\gamma + \vec{p}_r = 0 \Leftrightarrow \frac{E_\gamma}{c} - m'v = 0 \Leftrightarrow \left(\frac{E_\gamma}{c}\right)^2 \\ &= m'^2 v^2 \Leftrightarrow E_{tr} = \frac{E_\gamma^2}{2m'c^2} \end{aligned}$$

Ainsi, dans le cas du ${}^{14}\text{N}$ pour lequel lors de la capture radiative un photon de 10,83 MeV est émis, l’énergie du noyau de recul est :

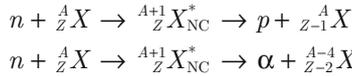
$$E_{tr}({}^{14}\text{N}) = \frac{E_\gamma^2}{2m'c^2} = \frac{(10,83)^2}{2 \times 938 \times (14 + 1)} = 4 \text{ keV}$$

L’énergie transférée est donc infime. Dans les tissus biologiques, cette réaction a lieu dans le domaine des neutrons thermiques sur l’hydrogène avec une faible section efficace. Le noyau d’hydrogène excité libère alors un photon caractéristique de 2,2 MeV. La capture radiative contribue faiblement à l’énergie transférée dans le domaine d’énergie compris entre 0 et une dizaine d’eV et seule l’énergie infime du noyau cible de recul sera absorbée localement.

À noter que les gammas de forte énergie émis lors des captures radiatives (plusieurs MeV) vont interagir ultérieurement avec les tissus et contribuer, dans un milieu épais, à augmenter la dose absorbée.

2.3.4 Captures de type (n,p) et (n, α)

Dans ces réactions inélastiques, le noyau composé se désexcite en réémettant une particule chargée : un proton ou un alpha.



Ces réactions peuvent présenter la singularité d'être à la fois exoénergétiques, donc de chaleur de réaction positive ($Q > 0$) et à seuil, en raison de la barrière coulombienne à franchir. Le CI 2.10 en apporte une explication détaillée. Ces réactions peuvent également être accompagnées de l'émission de gammas de désexcitation.

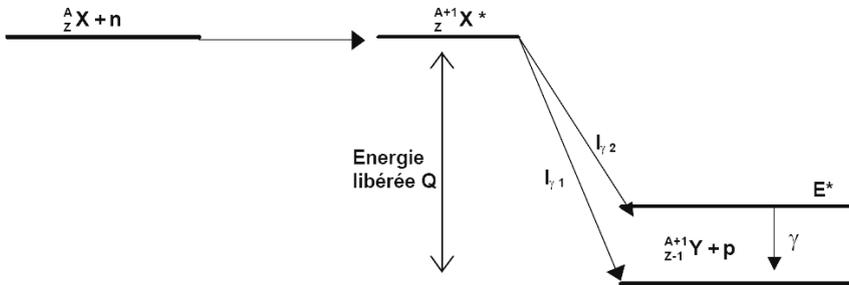


Figure 2.39 – Diagramme énergétique d'une capture avec émission d'une particule lourde.

À noter que les seuils de réaction (n, α) sur l'oxygène et le carbone sont de l'ordre de 8 MeV. Pour ces types de réactions, cette fois l'énergie transférée se partage entre le noyau de recul et la particule chargée libérée. L'énergie transférée totale vaut :

$$\bar{E}_{\text{tr}} = \bar{E}_{\text{tr}}(\text{noyau}) + \bar{E}_{\text{tr}}(\alpha \text{ ou } p) = Q + E_n$$

À noter que, pour des raisons de cinématique classique, l'essentiel de l'énergie est emporté par la particule chargée émise. Dans les tissus humains, seule la réaction ${}^{14}_7\text{N}(n,p){}^{14}_6\text{C}$ n'a pas de seuil en énergie et le Q de celle-ci vaut 0,6 MeV. Autrement dit, lors de cette réaction l'énergie du neutron incident additionnée de 0,6 MeV seront systématiquement transférés.

De façon plus marginale, les autres réactions de capture de type (n, α) sont susceptibles de se produire : ${}^{14}\text{N}(n,\alpha)$, ${}^{16}\text{O}(n,\alpha)$ et ${}^{12}\text{C}(n,\alpha)$ avec les seuils de réaction respectifs suivants : 0,16, 2,35 et 6,18 MeV.

La réaction prépondérante en terme d'énergie transférée dans les tissus pour des énergies comprises entre 0 à environ 10 eV est imputable à la réaction ${}^{14}_7\text{N}(n,p){}^{14}_6\text{C}$. Ajoutons que, là encore, l'énergie des particules secondaires émises sera absorbée localement.

2.3.5 Sections efficaces microscopiques dans les constituants chimiques des tissus humains

Dans ce qui suit, l'ensemble des sections efficaces microscopiques des différentes réactions nucléaires que nous venons de décrire est donné pour l'hydrogène, l'oxygène, le carbone et l'azote. Elles sont représentées dans la figure 2.40. L'hydrogène représente 63,2 % du nombre d'atomes dans le tissu humain, soit un pourcentage massique de 10 % ; l'oxygène (99,76 % de ^{16}O) représente 29,8 % du nombre de noyaux dans le tissu humain, soit un pourcentage massique de 76,2 % ; le carbone (98,89 % de ^{12}C) représente 5,8 % du nombre de noyaux dans le tissu humain, soit un pourcentage massique de 11 % ; enfin, l'azote (99,63 % de ^{14}N) représente 1,16 % du nombre de noyaux dans le tissu humain, soit un pourcentage massique de 2,6 %.

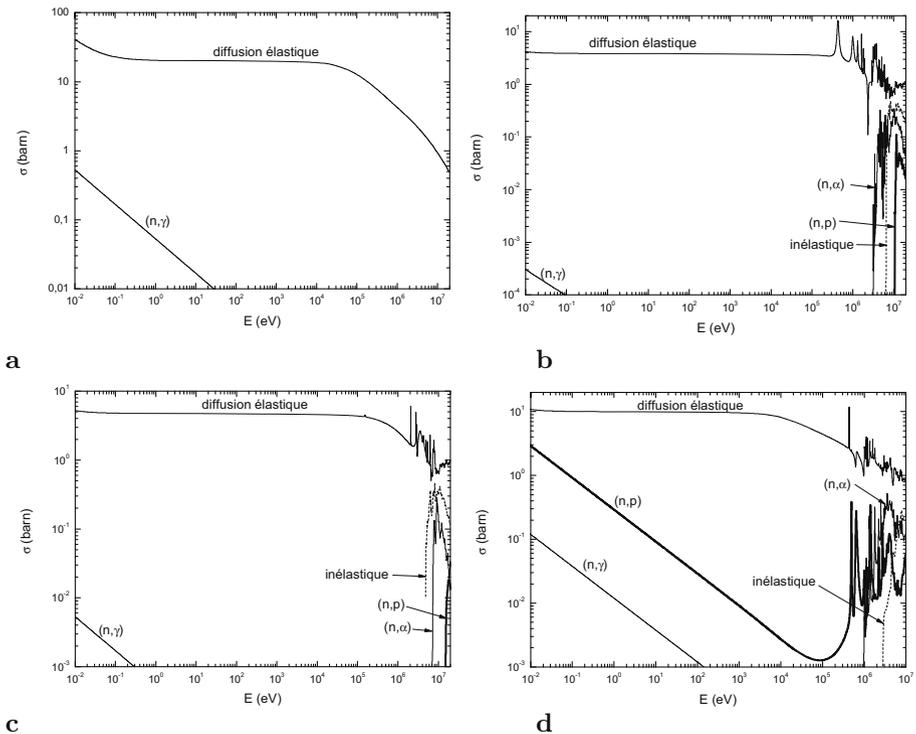


Figure 2.40 – Sections efficaces de l'hydrogène (a), de l'oxygène (b), du carbone (c) et de l'azote (d), d'après les données du site <http://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.

Question : nous avons admis que de 0 à environ 10 eV la quasi-totalité de l'énergie transférée dans les tissus, et donc de la dose absorbée, est imputable à la réaction (n,p) sur le ^{14}N . Or, par exemple, à l'énergie la plus basse accessible sur les graphes ci-dessus, à savoir 0,01 eV, cette réaction présente une section

efficace microscopique d'environ 3 barns pour 1,16 % du nombre total de noyaux. Dans le même temps, la section efficace de la diffusion élastique (réaction également sans seuil) sur l'hydrogène présente une section efficace d'environ 50 barns pour un pourcentage atomique de 63,2 %. À première vue, au regard de ces valeurs, on pourrait être tenté de postuler que l'essentiel de l'énergie transférée provient des diffusions élastiques sur l'hydrogène, mais ce n'est pas le cas. Quelle en est la raison ? La réponse réside dans l'énergie transférée lors de chacune de ces interactions. Pour une diffusion élastique, l'énergie transférée au noyau de recul vaut, en moyenne, la moitié de l'énergie du neutron incident, soit dans le cas présent :

$$\bar{E}_{\text{tr}} = \frac{E_n}{2} = \frac{0,01}{2} \text{ eV} = 0,005 \text{ eV}$$

En revanche, dans le cas de la réaction de capture (n,p) sur le ^{14}N , nous savons que la chaleur de réaction est positive et vaut environ 0,6 MeV. L'énergie transférée vaut donc :

$$E_{\text{tr}} = Q + E_n = 0,6 \text{ MeV} + 0,01 \text{ MeV} \approx 0,6 \text{ MeV}$$

Nous constatons donc qu'il y a 8 décades d'écart pour l'énergie transférée entre ces deux réactions à l'énergie incidente de 0,01 eV. Cet effet rend négligeable les effets cumulés de l'écart sur la section efficace et la densité atomique.

2.3.6 Calcul du kerma de première collision

À l'instar des photons, le processus de transfert de dépôt d'énergie pour les neutrons est de nature stochastique. Si nous considérons un volume élémentaire de masse dm et de volume dV dans lequel un neutron interagit, on ne peut savoir à quel endroit précis de cette sphère la collision a lieu. Il n'est donc pas possible de prédire quelle énergie ε est communiquée dans cette sphère par la ou les particules secondaires mises en mouvement. À l'instar du traitement des photons, on est donc amené à caractériser l'énergie transférée moyenne \bar{E}_{tr} au point de collision, aux particules secondaires chargées. Cette approche revient donc à définir un kerma pour les neutrons. Toutefois, le passage à l'équivalence $K = D$ s'avère cette fois beaucoup plus délicat que dans le cas du traitement des photons. Par analogie avec les photons, en première idée, si Σ_t est la section efficace macroscopique totale d'interaction des neutrons dans les tissus humains (équivalent de μ pour les photons), nous pouvons considérer que sous une épaisseur x traversée, la fluence de neutrons transmis décrit une exponentielle décroissante :

$$\Phi_t(x) = \Phi(x_0) \exp(-\Sigma_t x)$$

La problématique est que la fluence « réelle » $\Phi_R(x)$ est toujours supérieure à cette valeur estimée par ce modèle simple, en raison de la diffusion importante des neutrons ; rappelons que les protons des milieux hydrogénés, les

neutrons ont tendance à diffuser élastiquement vers l'avant. Il existe, contrairement aux photons, un facteur d'accumulation neutronique $B_n = \Phi_R(x)/\Phi_t(x)$ significatif dans les tissus humains. Par ailleurs, l'équilibre des particules chargées secondaires (protons dans les milieux hydrogénés) n'est jamais parfaitement réalisé. En appelant Φ_{pc} la fluence des particules chargées secondaires, le rapport entre Φ_{pc} et la fluence « réelle » de neutrons sous une profondeur x n'est jamais constant :

$$\frac{\Phi_{pc}(x)}{\Phi_R(x)} \neq \text{cste}$$

Rappelons que pour les photons ce rapport est constant dès lors que l'équilibre électronique est atteint.

Il existe, cependant, une région de l'espace pour laquelle l'équilibre des particules secondaires chargées est réalisé et le rapport précédent sensiblement constant. Dans cette épaisseur mince de tissus, une seule collision a lieu et on peut négliger la diffusion ainsi que les rayonnements électromagnétiques secondaires (e.g. issus de capture radiative). Dans cette zone, la dose absorbée est sensiblement égale au kerma : $D \approx K$. Ce kerma de neutrons est appelé kerma de première collision. L'épaisseur pour laquelle cette approximation peut être faite est déterminée par le libre parcours moyen dans les tissus. Par exemple, en reprenant le cas précédent, pour des neutrons d'énergie supérieure à 10 eV et inférieure à 1 MeV, pour lesquelles le dépôt d'énergie est imputable à la diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène, l'épaisseur maximale sur laquelle s'applique le kerma de première collision et qui délimite la zone dans laquelle $D \approx K$, est :

$$\lambda_t = \frac{1}{\Sigma_t} \approx \frac{1}{\Sigma_s(\text{H})} = 0,65 \text{ cm}$$

Dans toute la zone délimitée par le libre parcours moyen, l'approximation $D \approx K$ peut être faite puisque, contrairement aux photons, il n'est pas besoin de définir une épaisseur minimale (parcours des particules chargées secondaires les plus énergétiques) à partir de laquelle cette approximation est valable. En effet, le parcours des particules chargées secondaires est suffisamment petit pour que l'on puisse considérer que toute l'énergie transférée est déposée au point de collision et, par conséquent, équivaut à l'énergie communiquée : $\Delta E_{tr} = \Delta \epsilon$. Il est possible de déterminer une formulation théorique du kerma de première collision. L'expression qui donne le nombre de neutrons qui interagissent dans le milieu sur un élément de volume dV est donnée par (2.76).

$$dN_n = \Phi_n \Sigma_t dV \quad (2.76)$$

La section efficace macroscopique totale Σ_t est la somme de toutes les sections efficaces σ_i des réactions i possibles pondérée par le nombre de noyaux cibles par unité de volume.

$$dN_n = \Phi_n \cdot \sum_i N \sigma_i \cdot dV = dN_n = \Phi_n N \cdot \sum_i \sigma_i \cdot \left(\frac{dm}{\rho} \right) \quad (2.77)$$

Comme pour les photons, l'élément différentiel caractérisant l'énergie transférée dans le volume élémentaire dv et de masse dm est le produit de l'énergie transférée moyenne par dN_n l'élément différentiel du nombre de neutrons interagissant dans le volume élémentaire :

$$dE_{\text{tr}} = \bar{E}_{\text{tr}} dN_n$$

Avec l'expression précédente (2.77) l'élément différentiel de l'énergie transférée peut s'écrire selon (2.78).

$$dE_{\text{tr}} = \Phi_n N \cdot \sum_i \sigma_i \bar{E}_{\text{tr},i} \cdot \left(\frac{dm}{\rho} \right) \quad (2.78)$$

Pour obtenir l'expression (2.79) du kerma, il suffit ensuite de diviser ce résultat par la masse élémentaire dm .

$$K = \frac{dE_{\text{tr}}}{dm} = \frac{\Phi_n}{\rho} N \cdot \sum_i \sigma_i \bar{E}_{\text{tr},i} \quad (2.79)$$

Ici N est la densité atomique et on rappellera que : $N = \rho(\eta_A/A)$ avec $\eta_A = 6,2 \cdot 10^{23}$ atomes \cdot mol $^{-1}$, A en g \cdot mol $^{-1}$ et ρ en g \cdot cm $^{-3}$. L'expression (2.79) précédente peut ainsi s'écrire selon (2.80).

$$K = \frac{\Phi_n}{\rho} \left(\frac{\eta_A \rho}{A} \right) \cdot \sum_i \sigma_i \bar{E}_{\text{tr},i} = \Phi_n \left(\frac{\eta_A}{A} \right) \cdot \sum_i \sigma_i \bar{E}_{\text{tr},i} \quad (2.80)$$

Le rapport (η_A/ρ) est en atomes/g du corps considéré et peut être qualifié de densité massique d'atome. Attention, l'expression du kerma (2.80) est valable pour un milieu composé d'une seule espèce chimique. Dans le cas d'une molécule composée de plusieurs types d'atomes, l'expression est donnée par (2.81).

$$K = \Phi_n \left(\frac{\eta_A}{A} \right) \cdot \sum_i n_i \cdot \sum_j \sigma_{i,j} \bar{E}_{\text{tr},j} \quad (2.81)$$

n_i est le nombre d'atomes du corps i constituant la molécule. Par exemple, dans le cas du polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$, on a $A = 14$, $n_C = 1$ et $n_H = 2$. En effet, dans le cas d'une molécule de CH_2 , la densité massique d'atomes N_m (atomes \cdot g $^{-1}$) est :

$$N_m(\text{CH}_2) = \frac{\text{atomes}(\text{CH}_2)}{\text{g}} = \frac{\eta_A}{A_{\text{CH}_2}} = \frac{\eta_A}{14} \text{ atomes} \cdot \text{g}^{-1}$$

On en déduit la densité atomique de chaque espèce chimique :

$$N_m(\text{C}) = \frac{\text{atomes}(\text{C})}{\text{g}} = n_C \frac{\text{atomes}(\text{CH}_2)}{\text{g}} = 1 \times \frac{\eta_A}{14} \text{ atomes} \cdot \text{g}^{-1}$$

$$N_m(\text{H}) = \frac{\text{atomes}(\text{H})}{\text{g}} = n_H \frac{\text{atomes}(\text{CH}_2)}{\text{g}} = 2 \times \frac{\eta_A}{14} \text{ atomes} \cdot \text{g}^{-1}$$

Il existe une troisième forme pour l'expression du kerma de première collision, dès lors que dans les hypothèses de calcul le matériau est cette fois carac-

térisé par des pourcentages massiques (e.g. sphère ICRU). Avec la mise en forme des unités, les expressions du kerma et du débit de kerma de première collision pour une molécule sont données par (2.82).

$$\begin{aligned}
 K(\text{mGy}) &= 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \Phi_n \sum_i N_m(i) \sum_j \sigma_{i,j} \bar{E}_{\text{tr},j} \\
 \dot{K}(\text{mGy/h}) &= 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \dot{\Phi}_n \sum_i N_m(i) \sum_j \sigma_{i,j} \bar{E}_{\text{tr},j}
 \end{aligned}
 \tag{2.82}$$

avec Φ_n en cm^{-2} , $\dot{\Phi}_n$ en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, σ en cm^2 et \bar{E}_{tr} en MeV. À noter que le kerma de première collision est la seule grandeur dosimétrique que l'on peut calculer analytiquement pour les neutrons. Caswell *et al.* [11] ont calculé les valeurs de kerma de première collision pour le corps humain, pour chaque type de réaction nucléaire et pour ses éléments constitutifs. Les courbes de la figure 2.41 fournissent les coefficients de conversion « fluence-kerma de première collision » dans un équivalent-tissu ICRU et pour les quatre éléments chimiques constitutifs.

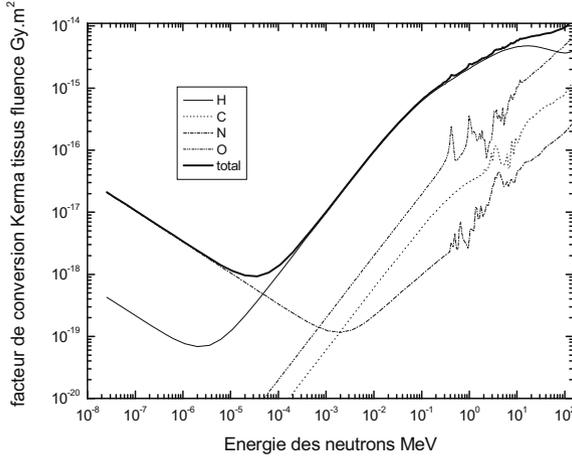


Figure 2.41 – Facteurs de kerma de première collision pour les neutrons dans un équivalent-tissu ICRU (total) et des quatre éléments le composant, pondérés avec les fractions de masse suivantes : 0,101 H, 0,111 C, 0,026 N, 0,762 O (d’après les données de [32] et [54]).

Comme évoqué précédemment, on observe bien une prépondérance du transfert d’énergie liée aux interactions sur l’azote ($^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$) pour des énergies de neutrons inférieures à 10 eV. Pour des énergies supérieures à 10 eV, la réaction de diffusion élastique (n,n) sur les protons de l’hydrogène est presque exclusivement responsable du kerma de première collision. Nous noterons cependant que pour les très fortes énergies (à partir de 50 MeV), les réaction inélastiques (n, α) et (n,n’) sur ^{16}O deviennent significatives. Pour se convaincre de l’importance de la réaction $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ à faible énergie, calculons de façon théorique le kerma de première collision dans le ^{14}N pour une fluence de $1 \cdot 10^{10} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ de neutrons thermiques (0,025 eV). Conformément aux indica-

tions données par les sections efficaces de réactions neutroniques sur le ^{14}N , les trois réactions susceptibles de se produire sont :

1. $^{14}\text{N} + \text{n} \rightarrow \text{p} + ^{14}\text{C}$
2. $^{14}\text{N} + \text{n} \rightarrow \gamma + ^{15}\text{N}$
3. $^{14}\text{N} + \text{n} \rightarrow \text{n} + ^{14}\text{N}$

Nous écarterons d'emblée la 3^e réaction concernant la diffusion élastique (n,n) en raison de l'énergie moyenne transférée négligeable : $\bar{E}_{\text{tr}} = E_{\text{n}}/2 = 0,01 \text{ eV}$. Les sections efficaces de ces deux réactions sont respectivement $\sigma_1 = 1,8 \text{ barn}$ et $\sigma_2 = 7,5 \cdot 10^{-2} \text{ barn}$, la chaleur de réaction pour la première réaction est $Q_{\text{p}} = 0,626 \text{ MeV}$ et lors de la capture radiative (2^e réaction), un photon est émis avec une énergie $E_{\gamma} = 10,83 \text{ MeV}$. Nous sommes ici en présence d'un corps unique, il s'agit donc d'utiliser la formule (2.80).

$$\sum_i \sigma_i \bar{E}_{\text{tr},i} = \sigma_1 \cdot (Q_{\text{p}} + E_{\text{n}}) + \sigma_2 \cdot \left(\frac{E_{\gamma}^2}{2m'c^2} \right) \approx \sigma_1 \cdot Q_{\text{p}} + \sigma_2 \cdot \left(\frac{E_{\gamma}^2}{2m'c^2} \right)$$

$$K_{\text{N}} = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\Phi \eta^A}{A} \cdot \left[\sigma_1 \cdot Q_{\text{p}} + \sigma_2 \cdot \left(\frac{E_{\gamma}^2}{2m'c^2} \right) \right]$$

L'application numérique donne alors :

$$K_{\text{N}} = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{1 \cdot 10^{10} \times 6,02 \cdot 10^{23}}{14} \cdot \left[\left(1,8 \cdot 10^{-24} \times 0,624 \right) + 7,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-24} \cdot \left(\frac{10,83^2}{2 \times 938 \times (14 + 1)} \right) \right] = 0,077 \text{ Gy}$$

Nous constatons, dans les crochets, que le terme de droite est négligeable devant celui de gauche : la réaction $^{14}\text{N}(\text{n,p})^{14}\text{C}$ est donc bien prépondérante pour le calcul du kerma de première collision sur l'azote.

Par ailleurs, les valeurs tabulées de l'ICRU [32] indiquent pour une énergie thermique et dans les tissus un coefficient de conversion « fluence-kerma de première collision » égal à $0,788 \cdot 10^{-15} \text{ Gy} \cdot \text{m}^2$. On accède donc de façon triviale au kerma de première collision dans les tissus :

$$K_{\text{tissu}} (\text{mGy}) = \left(\frac{K_{\text{tissu}}}{\Phi} \right) \cdot \Phi = 0,788 \cdot 10^{-15} \times 1 \cdot 10^{10} \times 10^4 = 0,0788 \text{ Gy}$$

Finalement, nous observons bien que pour cette énergie $K_{\text{tissu}} \approx K_{\text{N}}$.

2.3.7 Calcul du kerma de multi-collision et dose absorbée moyenne

Au-delà de l'épaisseur pour laquelle le calcul du kerma de première collision est valable (typiquement le libre parcours moyen du neutron) et pour laquelle nous avons sensiblement $D \approx K$, il n'est pas possible de déterminer de façon analytique le kerma, qui en la circonstance est qualifié de « kerma de multi-

collision », et par extension d'accéder à la dose absorbée. Ceci est imputable en particulier à la difficulté d'évaluer de façon précise la fluence neutronique en un point. En toute rigueur, comme déjà suggéré, au terme de fluence « transmise » il faudrait intégrer un facteur d'accumulation B_n dû à la diffusion des neutrons dans le milieu. Ce facteur dépend de la géométrie, du matériau, de l'énergie du rayonnement neutronique, ainsi que de la profondeur traversée. En conséquence, ce dernier ne peut être quantifié qu'au cas par cas.

C'est la raison pour laquelle, à ce stade, l'expérimentation et plus récemment l'utilisation de codes de calcul de transport de particules fondés sur la méthode Monte-Carlo (cf. chapitre 6) prend le relais de l'approche analytique déterministe. Il est en effet possible de calculer la dose absorbée en profondeur au-delà de la limite de validité du calcul théorique du kerma de première collision au moyen de l'estimateur statistique « point-détecteur » que nous détaillerons ultérieurement. Le calcul de la dose absorbée dans les tissus $D_t(10)$ sous 10 mm va constituer, nous le verrons dans le chapitre 3, la grandeur dosimétrique intermédiaire pour la définition des grandeurs opérationnelles des neutrons. Cette grandeur est d'ailleurs accessible dans le rapport ICRU [33] au travers de coefficients de conversion de la fluence.

$$d_\Phi(10) = \left(\frac{D_t(10)}{\Phi} \right)_{E_n} \quad (2.83)$$

Par ailleurs, dans l'élaboration des grandeurs de protections que nous détaillerons au chapitre 3, pour des raisons de commodité, le concept de calcul dosimétrique ponctuel utilisé jusqu'à maintenant est abandonné au profit de concepts macroscopiques moyens. Le kerma est désormais estimé selon le rapport de l'énergie transférée à un volume macroscopique V sur la masse de ce même volume. Les dimensions des volumes considérés (i.e. les organes) sont très supérieurs au parcours des particules secondaires chargées mises en mouvement dans le milieu. Aussi, l'approximation de l'équilibre des particules secondaires chargées est faite. Toute l'énergie transférée est considérée comme déposée ponctuellement. Nous pouvons alors écrire l'expression (2.84).

$$\bar{D} \approx \bar{K}_{mc} \cong \frac{E_{tr}}{m} \quad (2.84)$$

On pourra parler dès lors de kerma moyen de multi-collision et de dose absorbée moyenne. À ce titre, l'ICRU [31] donne la valeur des doses absorbées moyennes aux organes critiques pour les différentes orientations du corps humain en fonction de l'énergie des neutrons incidents, également sous forme de coefficients de conversion de la fluence :

$$\left(\frac{D_T}{\Phi} \right)_{E_n} \quad (\text{Gy} \cdot \text{cm}^2)$$

Nota : la barre horizontale coiffant la variable dose n'est pas retenue dans la nomenclature de dose moyenne à l'organe D_T .

Les calculs effectués dans l'ICRU [31] sont d'ailleurs réalisés, entre autres, au moyen du code Monte-Carlo MCNP4b [8] sur un fantôme anthropomorphique simulant le corps humain. Pour juger de l'écart susceptible de se produire entre le calcul théorique du kerma de première collision et les valeurs des doses moyennes aux organes obtenues au moyen de code de calcul, ainsi que la dose absorbée $D_{\text{tissu}}(10)$ dans les tissus, Faussot et Antoni [19] proposent l'exemple suivant : on expose, en géométrie AP (faisceau d'irradiation parallèle et sur la face avant du corps), un fantôme anthropomorphique à une source d'Am-Be, placée dans l'air, supposée ponctuelle et située à 1 mètre de la face avant du fantôme. Dans cet exemple, nous considérons une source d'activité $A = 9,25 \cdot 10^{11}$ Bq. Le flux d'émission neutronique est de $6,6 \cdot 10^7$ (n)·s⁻¹ dans 4π stéradians pour une énergie moyenne $\bar{E}_n = 4,5$ MeV. La composition massique des tissus humains est la suivante : H 10,2 %, O 72,9 %, C 12,3 % et N 3,5 %. Le kerma de première collision dans les tissus est calculé et comparé aux valeurs de la dose absorbée moyenne D_T données par l'ICRU pour les organes suivants : seins, vessie, estomac, thyroïde, ainsi qu'à la dose absorbée sous 10 mm de tissu $D_t(10)$.

Tout d'abord, calculons le débit de fluence neutronique à 1 mètre de la source comme montré dans le schéma de la figure 2.42.

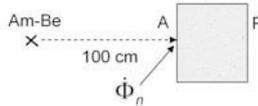


Figure 2.42 – Source d'AmBe à 1 mètre d'un fantôme en matériau équivalent-tissu.

Le débit de fluence neutronique est donné par l'expression suivante :

$$\dot{\Phi}_n = \frac{\dot{N}}{S} = \frac{6,6 \cdot 10^7}{4\pi \times (100^2)} = 525 \text{ (n)} \cdot \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

On calcule ensuite le débit de kerma de première collision (en mGy·h⁻¹) dans les tissus en se limitant aux réactions de collisions élastiques sur l'hydrogène et l'oxygène (on considérera que les tissus sont situés à 100 cm de la source). Les sections efficaces de cette réaction pour ces deux corps sont respectivement : $\sigma_H = 1,8$ barn et $\sigma_O = 0,9$ barn. Pour obtenir la densité atomique d'un élément chimique sur la base de pourcentage massique, on peut procéder comme suit : dans 1 g d'oxygène, nous avons $\eta_A/16$ (atomes)·g⁻¹ d'oxygène ; or, dans 1 g de tissu, si W_i est le pourcentage massique du corps i , il y a : $1 \text{ g} \times W_o = 1 \times 0,729 = 0,729$ g d'oxygène. Finalement, la densité atomique d'oxygène dans le tissu est donc :

$$N_m(\text{O}) = W_o \frac{\eta_A}{A_o} = 0,729 \times \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{16} = 2,8 \cdot 10^{22} \text{ atomes} \cdot \text{g}^{-1}$$

De même, on obtient celle pour l'hydrogène du polyéthylène :

$$N_m(\text{H}) = W_H \frac{\eta_A}{A_H} = 0,102 \times \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{1} = 6,14 \cdot 10^{22} \text{ atomes} \cdot \text{g}^{-1}$$

Ainsi, le kerma de première collision sera le suivant :

$$\begin{aligned} \dot{K} &= 5,76 \cdot 10^{-4} \dot{\Phi}_n \left(N_m(O) \sigma_O \bar{E}_{tr}(O) + N_m(H) \sigma_H \bar{E}_{tr}(H) \right) = 5,76 \cdot 10^{-4} \times 525 \\ &\times \left(\left(2,74 \cdot 10^{22} \times 0,9 \cdot 10^{-24} \times \frac{2 \times 16}{(16+1)^2} \right) + \left(6,14 \cdot 10^{22} \times 1,8 \cdot 10^{-24} \times 2,25 \right) \right) \\ \dot{K} &= 78 \text{ } \mu\text{Gy/h} \end{aligned}$$

Comparons maintenant cette valeur à la valeur de $D_{\text{tissu}}(10)$ obtenue dans [33], ainsi qu'à la dose moyenne absorbée calculée dans [31] pour divers organes. En faisant une interpolation linéaire entre 4 et 5 MeV, on obtient le coefficient de conversion « fluence-dose absorbée dans les tissus » $d_{\Phi}(10) = 42 \text{ pGy} \cdot \text{cm}^{-2}$, soit un débit de dose absorbée :

$$\dot{D}_{\text{tissu}}(10) = d_{\Phi}(10) \cdot \dot{\Phi} = \left(\frac{D_{\text{tissu}}(10)}{\Phi} \right)_{E_n} \cdot \dot{\Phi} = 79 \text{ } \mu\text{Gy/h}$$

Nous avons donc sensiblement : $K \approx D_{\text{tissu}}(10)$, ceci peut s'expliquer par le fait que pour une énergie de 4,5 MeV, le libre parcours est de l'ordre de 15 mm et que par conséquent à 10 mm l'approximation « kerma de première collision égal à la dose absorbée » est encore valable. L'effet de la diffusion et donc d'un accroissement de la fluence en ce point ne se fait pas ressentir. La courbe suivante [33] donne l'énergie des neutrons à partir de laquelle $K \approx D_{\text{tissu}}(10)$.

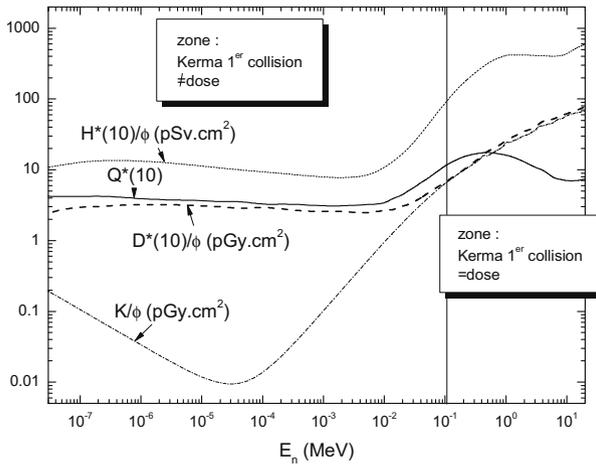


Figure 2.43 – Grandeurs dosimétriques en fonction de l'énergie des neutrons (d'après les données de [31, 32, 59]).

En ce qui concerne maintenant les doses absorbées moyennes, l'ensemble des résultats tirés de l'ICRU [31] est synthétisé dans le tableau 2.9.

| organe | seins | Vessie | Estomac | Thyroïde |
|-------------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| D_T / Φ (pGy.cm ²) | 45,15 | 43,25 | 43 | 45,2 |
| \dot{D}_T (mGy.h ⁻¹) | $8,5 \cdot 10^{-2}$ | $8,2 \cdot 10^{-2}$ | $8,1 \cdot 10^{-2}$ | $8,5 \cdot 10^{-2}$ |

Tableau 2.9 – Valeur des coefficients « dose moyenne à l'organe-fluence » et débit de dose moyen pour différents organes et pour une énergie de neutron de 4,5 MeV.

À noter que, comme suggéré plus haut, deux phénomènes s'opposent à mesure que le neutron pénètre dans la matière : l'atténuation due à la transmission ($\exp(-\Sigma_s x)$) qui tend à diminuer la dose et la diffusion qui induit une augmentation de la fluence en profondeur (facteur d'accumulation B_n). Nous avons vu que plus le neutron incident est énergétique et plus il aura tendance à diffuser vers l'avant. Ceci implique peu de rétrodiffusion sur les organes en position avant pour une énergie de 4,5 MeV et ainsi pas de surcroît de dose. En conséquence, le kerma de première collision est sensiblement égal à la dose moyenne aux organes en exposition antéropostérieure. Un faible facteur d'accumulation est responsable de la légère sous-estimation.

En changeant les énergies, on peut davantage se rendre compte de cette « dualité » entre transmission et diffusion : la section efficace de diffusion élastique présente peu de variation entre 1 keV et quelques MeV ; ce qui varie sur cet intervalle, c'est l'énergie transférée $\bar{E}_{tr} = E_n/2$ et la diffusion-rétrodiffusion. Par exemple, pour l'organe « seins », si nous considérons une énergie de 0,1 MeV, nous avons encore en géométrie AP antéropostérieure :

$$\begin{aligned} D_T / \Phi &= 5,16 \text{ pGy} \cdot \text{cm}^2 \Rightarrow \dot{D}_T = 9,7 \cdot 10^{-3} \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1} \\ &\text{or } \dot{K} = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1} \\ &\Rightarrow \dot{D}_T < \dot{K} \end{aligned}$$

Donc, dans ce cas, la transmission domine clairement. Le kerma de première collision majore la dose moyenne absorbée à l'organe. Si ce même organe est soumis à une exposition de neutrons d'énergie de 1 MeV, les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned} \dot{D}_T &= 4,38 \cdot 10^{-3} \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1} \\ \text{or } \dot{K} &= 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1} \\ &\Rightarrow \dot{D}_T > \dot{K} \end{aligned}$$

Donc ici c'est la rétrodiffusion qui domine. Le kerma de première collision sous-estime la dose moyenne absorbée à l'organe.

2.3.8 Mesure de la fluence et des spectres de neutrons

Nous avons clairement établi que la grandeur intermédiaire liée au champ de neutrons permettant d'accéder aux grandeurs dosimétriques était la fluence. Si dans les applications liées au kerma de première collision nous avons traité

le cas de neutrons monoénergétiques, en pratique ces situations restent marginales et les termes sources rencontrés sont plus fréquemment des spectres polyénergétiques. Il convient donc, outre la fluence totale, de caractériser la distribution énergétique de cette dernière. Des moyens de détection dédiés à la détermination de cette grandeur, voire de sa distribution spectrale, sont décrits aux paragraphes qui suivent.

Mesure de la fluence par « chambre à fission »

La « chambre à fission » fonctionne sur le principe de la chambre d'ionisation avec un dépôt de matière fissile sur l'électrode. Les neutrons provoquent des fissions sur le dépôt induisant par suite l'ionisation du gaz contenu dans le volume sensible par une partie des produits de fission générés. La figure 2.44 donne le schéma de principe d'une chambre à fission.

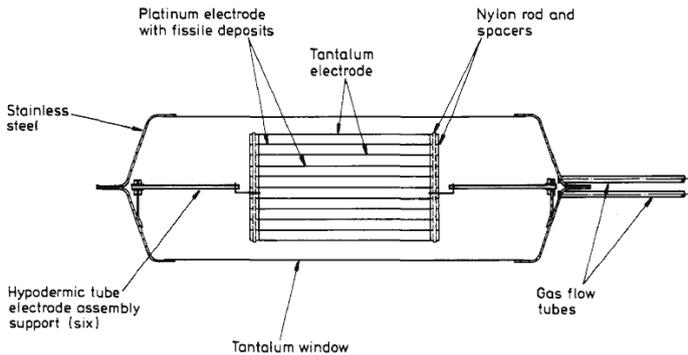


Figure 2.44 – Chambre à fission (d'après [21], avec l'autorisation de IOP Publishing).

Deux isotopes fissiles sont utilisés pour les dépôts sur les électrodes : ^{238}U ou ^{235}U . Pour une électrode de ^{235}U , le dépôt est de 201,4 mg de ^{235}U (enrichissement à 99,91 %). Pour une électrode de ^{238}U , le dépôt est de 197,8 mg de ^{238}U (enrichissement à 99,999 %) [21].

Une intercomparaison internationale [21] montre que pour des neutrons monoénergétiques de 0,144 MeV, 0,565 MeV, 2,5 MeV, 5 MeV et 14,8 MeV, la fluence est mesurée avec moins de 1 % d'incertitude. Néanmoins, mentionnons qu'une difficulté réside dans l'étalonnage de ce type de détecteur lors de la détermination de leur fonction réponse.

Mesure absolue de la fluence avec un « long compteur »

Le principe de détection des compteurs proportionnels à gaz de type ^3He et BF_3 est fondé sur l'exploitation des réactions nucléaires respectivement de type $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ et $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Ces réactions de capture sont particulièrement appropriées pour des énergies de neutrons inférieures à 1 MeV et plus avantagé aux énergies très basses de l'ordre du thermique (i.e. 0,025 eV) comme le montrent les courbes de sections efficaces de la figure 2.45.

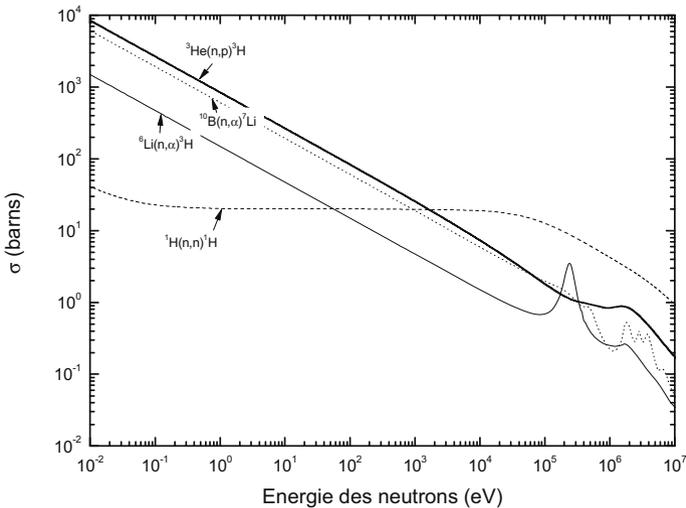


Figure 2.45 – Sections efficaces de réactions de captures neutroniques, d'après les données du site <http://www-nds.iaea.org/exfor/endF.htm>.

Néanmoins, l'idéal pour la mesure de la fluence neutronique est de disposer d'un appareil ayant une réponse constante sur une plage étendue en énergie. Pour cela, le compteur proportionnel à gaz est introduit dans un massif hydrogéné permettant de ralentir les neutrons rapides et de ne compter que des neutrons du domaine d'énergie thermique. Le modérateur hydrogéné est agencé de telle sorte que la réponse soit sensiblement indépendante de l'énergie ; l'ensemble est dénommé « long compteur ». La figure 2.46 donne une représentation de deux longs compteurs : le premier est le « compteur de Hanson » [25] qui permet d'obtenir une réponse indépendante de l'énergie pour une plage comprise entre 10 keV et 1 MeV. Le second est une version améliorée par De Pangher *et al.* [16] appelée « compteur de De Pangher ».

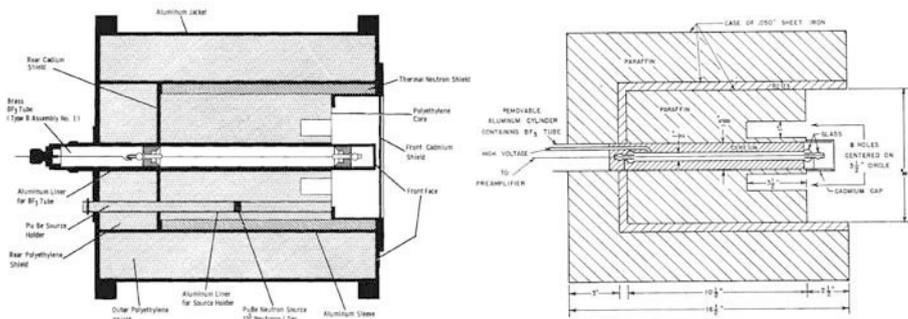


Figure 2.46 – Représentation de deux longs compteurs. À gauche, le long compteur de De Pangher [16], à droite celui de Hanson [25], autorisé par the American Physical Society.

L'emploi récent de code Monte-Carlo a accru les performances liées à la réponse en énergie [40]. Ces avancées permettent à ce jour la mesure de la fluence neutronique avec une incertitude de l'ordre de 3 %, pour une énergie de quelques keV à quelques MeV et pour une efficacité de l'ordre de 30 % [41]. La figure 2.47 illustre la réponse de ce détecteur pour quelques émissions neutroniques monocinétiques.

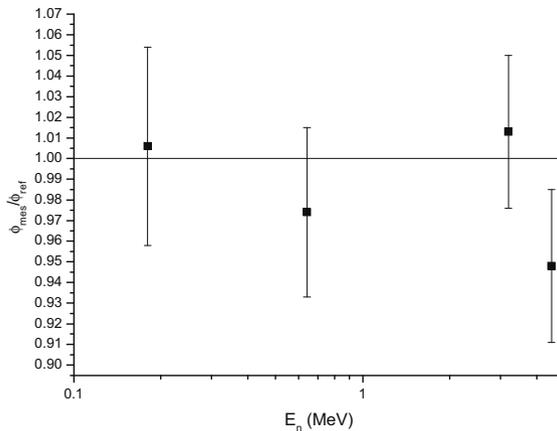


Figure 2.47 – Rapport entre la fluence mesurée et la fluence de référence sur un long compteur, d'après les données de [41].

Comme nous l'avons suggéré en introduction, pour estimer les grandeurs dosimétriques liées aux neutrons, outre la fluence, il est important de connaître la distribution de cette fluence par bande d'énergie. Néanmoins, lorsque les neutrons sont produits par des sources de spectres connus (e.g. source de ^{252}Cf , Am-Be ou réactions nucléaires connues), on peut s'affranchir du spectre en énergie et la connaissance seule de la fluence de neutrons au point de mesure permet l'estimation de la grandeur dosimétrique d'intérêt. Aussi, en raison de ses performances, ce type d'instrument est couramment utilisé pour mesurer les fluences neutroniques lors de l'estimation de section efficace de réactions induites par les neutrons ou pour mesurer les fluences de référence dans des installations d'étalonnages neutroniques [52].

Mesure de la fluence par un détecteur passif : « pastilles à activation »

Les détecteurs passifs de type « pastilles à activation » fonctionnent sur le principe de l'activation de matériaux soumis à un flux neutronique. L'activité des radionucléides ainsi produits dépend de la fluence des neutrons et de leur énergie (les phénomènes d'activation sont décrits dans le chapitre 4). Les réactions exothermiques sont utilisées pour la mesure des neutrons de basse énergie et les réactions endothermiques (à seuil) pour des domaines de plus haute énergie.

Les avantages de cette technique de mesure sont les suivants [27] : aucune électronique n'est nécessaire et les détecteurs peuvent être utilisés dans des environnements hostiles, elle peut être utilisée dans des champs pulsés, la taille du détecteur peut être adaptée à la mesure, elle peut mesurer des champs très intenses, elle est insensible aux rayonnements photoniques. Ses inconvénients sont : la sensibilité est extrêmement basse, le spectre peut être déterminé par les seuils de réaction mais reste peu précis. En utilisant plusieurs pastilles de matériaux différents, chacune ayant une réponse différente en fonction de l'énergie des neutrons, le spectre énergétique de la fluence par bande d'énergie s'obtient par une déconvolution matricielle.

Détecteur et spectromètre à protons de recul

La détection des neutrons exploitant la diffusion élastique est performante en raison de sections efficaces importantes et bien connues entre 200 keV et 22 MeV. Cette technique de mesure est fondée sur la discrimination de l'énergie du noyau de recul issue de la diffusion élastique du neutron dans le milieu gazeux condensé d'un compteur proportionnel. Rappelons que cette énergie varie de 0 à une valeur maximale de $[4A/(A+1)^2]E_n$ selon (2.75). Comme le milieu gazeux est souvent hydrogéné, l'énergie du proton de recul est comprise entre 0 et E_n . Celle-ci est alors mesurée soit par ionisations directes dans le volume sensible gazeux du compteur proportionnel, soit par les traces laissées dans un milieu organique solide. L'inconvénient de ce type de détecteur réside dans une sensibilité significative aux photons ainsi que dans la complexité possible liée au post-traitement des mesures.

Pour des énergies de neutrons comprises entre 0,05 et 5 MeV, des compteurs proportionnels à H_2 et CH_4 sont utilisés [1]. Pour des neutrons de 1 MeV, la résolution en énergie est alors de l'ordre de 10 % et l'efficacité de 3 % [9]. La figure 2.48 donne une vue en coupe d'un compteur proportionnel à gaz fondé sur la mesure du proton de recul.

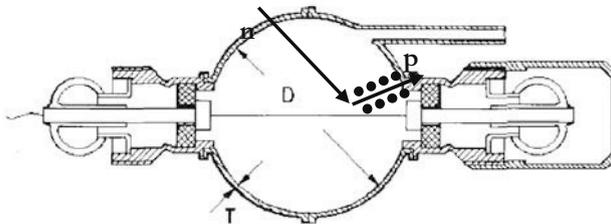


Figure 2.48 – Vue en coupe d'un compteur proportionnel sphérique à protons de recul ($D = 40$ mm, $T = 0,5$ mm) [1], avec l'autorisation de EDP Sciences.

Pour la spectrométrie de neutrons de plus haute énergie, jusqu'à 20 MeV, des scintillateurs solides (plastiques) ou liquides (NE 213) sont utilisés [1]. Pour des neutrons de 8 MeV, la résolution en énergie est alors de 4 % et l'efficacité de 20 % [9].

La mesure m du détecteur est donnée par la relation (2.85) avec $R(E)$ la réponse en fluence de l'appareil en fonction de l'énergie.

$$m = \int R(E) \Phi_E dE \tag{2.85}$$

Lorsque l'intégrale de l'équation (2.85) est remplacée par une somme discrète avec le spectre en fluence découpé en n_E groupes en énergie, la réponse est obtenue dans n_C canaux d'un analyseur multicanaux selon la relation (2.86) [1].

$$m(k) = \sum_{i=1}^{n_E} R_i(k) \Phi_E(E_i) \Delta E_i \quad (k = 1, 2, \dots, n_C) \tag{2.86}$$

Dans un spectromètre à protons de recul, la mesure du spectre se fait par la hauteur de l'impulsion. La réponse en fluence $R_i(k)$ est alors déduite de la hauteur de l'impulsion correspondant aux protons de recul produits par les neutrons d'énergie E (voir figure 2.49). À noter que l'expression (2.86) peut être écrite sous forme matricielle selon (2.87). Cette équation décrit un système de n_C équations à n_E inconnues. Il est alors possible de déduire la grandeur d'intérêt Φ_E par bande d'énergie par un traitement mathématique matriciel.

$$m = R \Phi \tag{2.87}$$

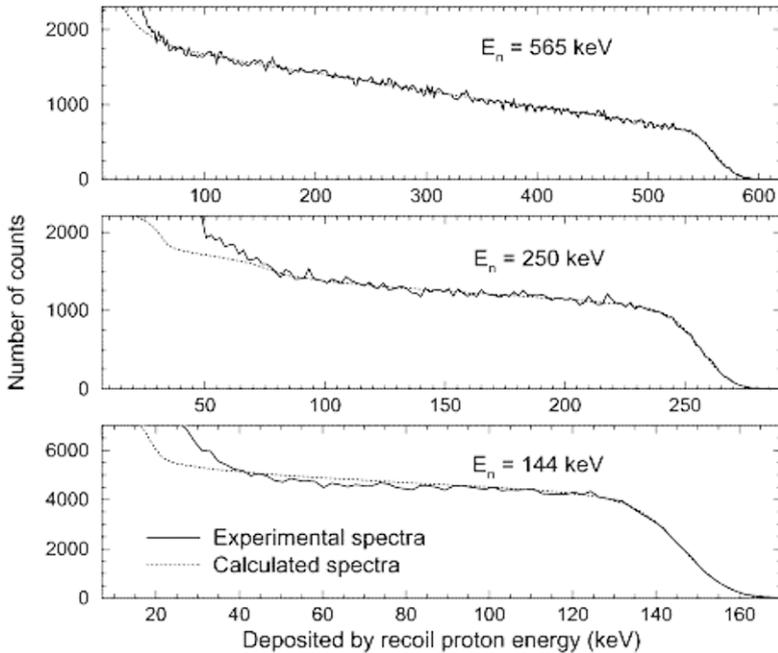


Figure 2.49 – Réponse de la distribution en énergie des protons de recul pour différentes énergies de neutrons interagissant dans un compteur sphérique à gaz (H_2) [50], avec l'autorisation de Elsevier.

Spectromètre multisphère (« sphère de Bonner »)

Les détecteurs contenant du ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ ou ${}^3\text{He}$ comme nous l'avons admis présentent une efficacité très importante vis-à-vis de la détection des neutrons thermiques. Pour les rendre sensibles aux neutrons rapides, ils sont introduits dans des massifs très hydrogénés (e.g. polyéthylène), ralentissant les neutrons et les amenant à des énergies thermiques comme dans le cas des longs compteurs décrits précédemment. Bramblett, Ewing et Bonner [7] ont imaginé un système composé de sphères isocentriques de différentes dimensions permettant de fractionner la réponse à une fluence de neutron donnée pour accéder à la distribution spectrale en énergie de cette dernière. Ce système multisphère est aussi dénommé « sphère de Bonner ». La figure 2.50 donne la réponse d'un détecteur ${}^3\text{He}$ dans des sphères de différentes dimensions en fonction de l'énergie des neutrons. L'équation (2.86) du détecteur à protons de recul reste d'application et la grandeur d'intérêt Φ_E se calcule par bande d'énergie, en résolvant un système matriciel.

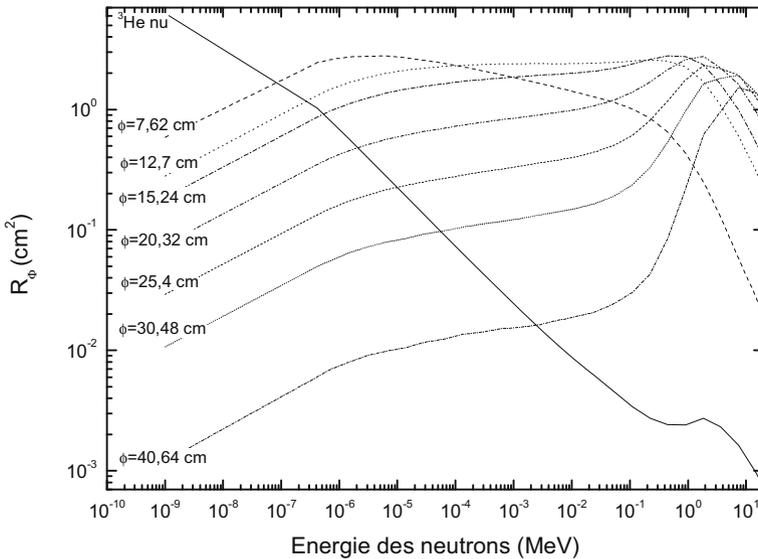


Figure 2.50 – Réponse en fluence d'un détecteur ${}^3\text{He}$ dans des sphères de $(\text{CH}_2)_n$ de différentes dimensions (d'après les données de [57]).

Ce système permet d'obtenir des spectres de neutrons pour des énergies de quelques eV à 20 MeV. La figure 2.51 compare le spectre neutrons de PuO_2 pour différents types de spectromètres. On note que les spectres sont semblables si ce n'est que la partie basse énergie n'est obtenue que par le spectromètre sphère de Bonner.

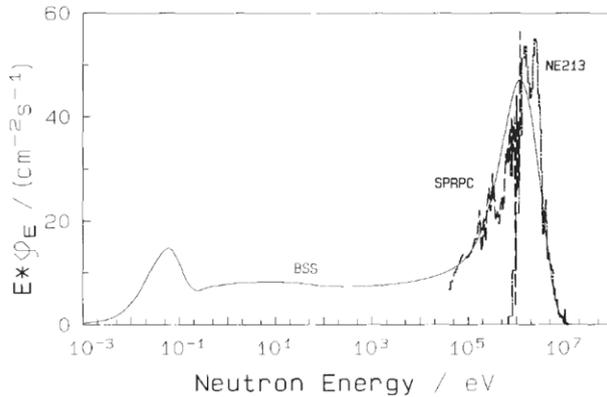


Figure 2.51 – Spectre en fluence de PuO_2 mesuré par différents spectromètres : BSS, sphère de Bonner ; SPRPC, compteur sphérique à proton de recul ; NE213, scintillateur à protons de recul [1], avec l'autorisation de EDP Sciences.

Spectromètre de neutrons « ROSPEC »

Ing *et al.* [35] ont conçu un spectromètre neutrons « ROSPEC » (*Rotating Spectrometer*) composé de compteurs proportionnels à ^3He , à protons de recul à gaz (H_2 et CH_4) à des pressions différentes et d'un scintillateur plastique. Le nombre de détecteurs permet une spectrométrie neutrons avec une plage de mesure comprise entre 0,01 eV et 17 MeV. Les caractéristiques des détecteurs et leur performance sont données dans le tableau 2.10. L'ensemble des détecteurs étant placé sur une plateforme tournante, le spectre en fluence est donné au centre de cet ensemble de détecteurs. Une photographie du dispositif ROSPEC est donnée à la figure 2.52 et les caractéristiques techniques des différents détecteurs composant ce dernier sont présentés dans le tableau 2.10.



Figure 2.52 – Visualisation des six compteurs proportionnels du ROSPEC.

| Détecteur | Rayon (2,4 cm) | Gaz | Pression (kPa) | Gamme d'énergie |
|--------------------|----------------|-------------------------|----------------|-------------------|
| ^3He nu | 2,54 | $^3\text{He}/\text{Kr}$ | 83 | 0,01 eV–1 eV |
| ^3He boré | 2,54 | $^3\text{He}/\text{Kr}$ | 216 | 1 eV–0,05 MeV |
| Sphérique SP2-1 | 2,54 | H_2 | 76 | 0,05 MeV–0,25 MeV |
| Sphérique SP2-4 | 2,54 | H_2 | 400 | 0,15 MeV–0,75 MeV |
| Sphérique SP2-10 | 2,54 | H_2 | 1000 | 0,4 MeV–1,5 MeV |
| Sphérique SP6 | 7,62 | CH_4/Ar | 500 | 1,2 MeV–5 MeV |
| Scintillateur | 2,8 rayon | - | - | 4 MeV–16,6 MeV |

Tableau 2.10 – Compositions et caractéristiques des détecteurs composant un « ROSPEC » [26].

La figure 2.53 donne des spectres de neutrons mesurés par des ROSPEC pour une source d'AmBe nue et une source de ^{252}Cf modérée par du D_2O .

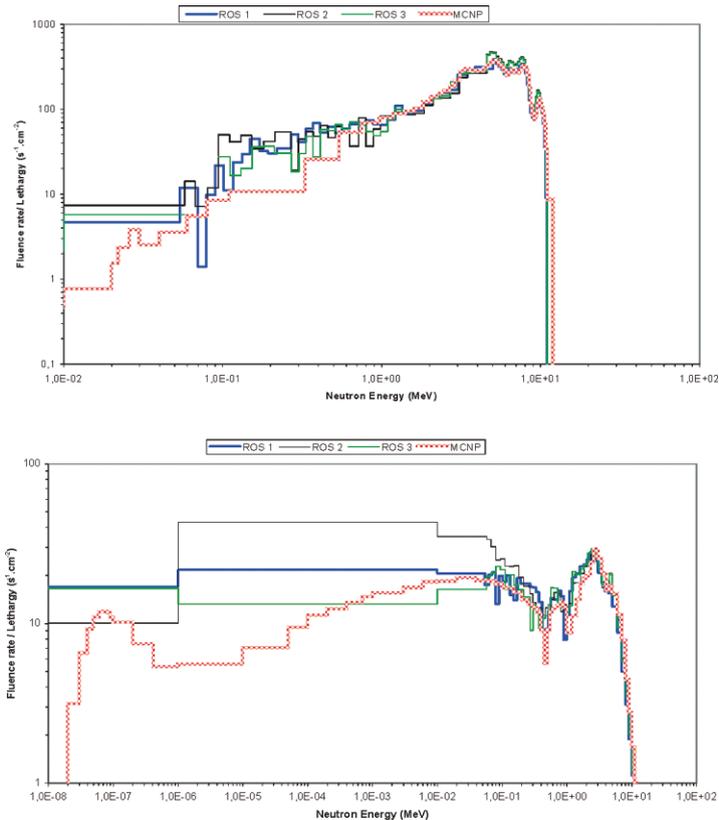
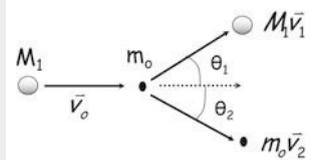


Figure 2.53 – Spectres de neutrons mesurés par un ROSPEC. En haut, spectre AmBe nu ; en bas, spectre de $^{252}\text{Cf} + \text{D}_2\text{O}$ [14], avec l'autorisation de Oxford University Press.

CI 2.1 : Particules chargées – transfert d'énergie à l'électron de l'atome cible

Selon l'approche de la cinématique classique du choc élastique, avec la loi de la conservation de l'énergie cinétique et la quantité de mouvement :



On obtient par projection sur abscisse et ordonnée du système les égalités suivantes :

$$\vec{p}_0 - \vec{p}_2 = \vec{p}_1 \quad \Rightarrow \quad p_0^2 + p_2^2 - 2p_0p_2 \cos \theta_2 = p_1^2$$

avec $p^2 = 2MT$ on obtient $T_2(m_0 + M_1) = p_0p_2 \cos \theta_2$ et finalement :

$$T_2 = 4 \frac{m_0 M_1}{(m_0 + M_1)^2} T_0 \cos \theta_2$$

L'angle θ_2 est toujours inférieur $\pi/2$. La valeur maximale pour T_2 est atteinte lorsque l'électron est projeté dans l'axe d'incidence de la particule, autrement dit lorsque $\theta_2 = 0$, ce qui se traduit par

$$T_{2\max} = 4 \frac{m_0 M_1}{(m_0 + M_1)^2} T_0$$

Pour un alpha, comme $m_0 \ll M_1 \Rightarrow T_{2\max} = 4 \frac{m_0}{M_1} T_0$ ainsi si [$T_0(\alpha) = 5 \text{ MeV}$] l'électron emporte au maximum $T_{2\max} = 2,7 \text{ keV}$, soit une énergie maximale transférée 2000 fois inférieure.

Pour un électron, $m_0 = M_1 \Rightarrow T_{2\max} = T_0$ toute l'énergie dans ce cas peut être communiquée en une seule fois, à l'instar du « carreau » (*knock-on*) ; ce cas de figure est marginal, mais montre cependant que dans le cas de l'électron, une énergie importante peut être communiquée en une seule fois.

CI 2.2 : Calcul de la dose absorbée dans un milieu pour les électrons

Établissons une expression entre la fluence de particules chargées en un point d'un milieu M et la dose absorbée en ce point. Pour cela, considérons une sphère élémentaire centrée sur le point M dont le diamètre est très inférieur au parcours des particules. La dose absorbée est la limite de Z , énergie moyenne spécifique communiquée à un volume de matière de masse m quand m tend vers 0 :

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{Z} = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\bar{\epsilon}}{m} \text{ avec } \bar{Z} = \frac{\bar{\epsilon}}{m}$$

L'énergie moyenne communiquée ϵ par un rayonnement ionisant à un volume de matière est $\bar{\epsilon} = R_c - R_s$ en supposant $\Sigma Q = 0$. En remplaçant R , l'énergie radiante par sa définition :

$$R = \int_E \left(\frac{dN}{dE} \right) \cdot E \cdot dE \Rightarrow \bar{\epsilon} = \int_E \left(\frac{dN}{dE} \right) \cdot E \cdot dE - \int_E \left(\frac{dN}{dE} \right) \cdot (E - \Delta E) \cdot dE$$

ΔE est la fraction d'énergie perdue en moyenne par chaque particule chargée d'énergie E . ΔE est alors égal au produit du pouvoir d'arrêt linéique par collision S_{coll} par l , longueur moyenne de la sphère élémentaire – on considère l'énergie perdue faible devant l'énergie de la particule chargée incidente. À noter que l'on ne s'intéresse qu'au pouvoir d'arrêt linéique par collision, l'énergie perdue par freinage étant « emportée » à l'extérieur de la sphère d'intérêt. La notion d'énergie absorbée implique l'énergie déposée localement à la matière. $\Delta \bar{E} = S_{\text{coll}} \cdot \bar{l}$. La longueur moyenne des cordes d'une sphère est égale à $4R/3$ (R rayon de la sphère), elle s'obtient en effectuant le rapport du volume sur la surface de la sphère :

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 \text{ et } a = \pi R^2 \text{ donc } \bar{l} = \frac{V}{a} \Rightarrow \Delta \bar{E} = S_{\text{coll}} \cdot \frac{V}{a}$$

$$\text{Il vient donc : } \bar{\epsilon} = \int_E \left(\frac{dN}{dE} \right) \cdot \Delta \bar{E} \cdot dE = \int_E \left(\frac{dN}{dE} \right) \cdot \frac{V}{a} \cdot S_{\text{coll}} \cdot dE$$

En sachant que $V = m/\rho$, ρ étant la densité du milieu M, l'énergie moyenne spécifique s'écrit comme suit :

$$\bar{Z} = \int_E \left(\frac{dN}{dE} \right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \cdot dE = \int_E \frac{d \left(\frac{N}{a} \right)}{dE} \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \cdot dE$$

Par définition, nous l'avons vu, D est la limite de Z quand m tend vers 0, donc quand a tend vers 0, on a :

$$D = \int_E \frac{d}{dE} \left[\lim_{a \rightarrow 0} \frac{N}{a} \right] \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \cdot dE$$

Or, la limite de N/a , en fonction de E quand a tend vers 0 n'est autre que la fluence différentielle en énergie des particules chargées :

$$\Phi_E = \frac{d^2N}{da dE}$$

Finalement, nous obtenons donc l'expression de la dose en fonction de la fluence différentielle en énergie comme suit :

$$D = \int_E \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \Phi_E \cdot dE$$

De même, le débit de fluence différentiel en énergie permet d'obtenir l'expression du débit de dose :

$$\dot{D} = \int_E \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \dot{\Phi}_E \cdot dE$$

CI 2.3 : Concept de section efficace microscopique et macroscopique

Considérons que toutes les particules d'un faisceau I provoquent une réaction (a) sur un noyau cible lorsqu'elles passent à une distance inférieure à d du centre de la cible. La probabilité $P(a)$ qu'une particule provoque l'événement (a) dans une cible est proportionnelle au rapport suivant :

$$P(a) = \frac{\text{Surface efficace}}{\text{Surface totale de la cible}} = \frac{\text{Nombre de centres} \times \text{Surface apparente d'un centre}}{\text{Surface totale de la cible}}$$

Schématiquement, comme montré dans la figure ci-dessous, imaginons un parallélépipède de surface apparente (S) et d'épaisseur (e), et considérons que la matière qui le constitue ne soit composée que de six atomes susceptibles de provoquer la réaction (a) si ces derniers subissent une collision.

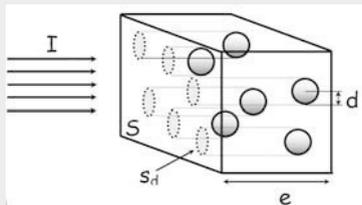


Illustration schématique de la notion de section efficace géométrique.

Si nous considérons que S_d est la surface projetée de chacun des atomes sur la surface apparente (S), la probabilité $P(a)$ de faire une réaction (a) devient :

$$P(a) = \frac{6 \times S_d}{S} = \frac{6 \times \pi d^2}{S}$$

Si on étend cette approche à un grand nombre d'atomes, l'expression précédente pour un nombre n d'atomes cibles dans le parallélépipède devient :

$$P(a) = \frac{n \times \pi d^2}{S} = \frac{n \times \sigma_a}{S} = Ne\sigma_a \quad (1)$$

Avec N la densité atomique obtenue comme suit : $N(\text{cm}^{-3}) = \eta_A/A$, où η_A est le nombre d'Avogadro : $6,02 \cdot 10^{23}$ atomes/mol, ρ la masse volumique (g/cm^3) et A la masse atomique (g/mol). σ_a est appelée section efficace « géométrique » de la réaction (a) et revient à la probabilité pour qu'une particule incidente ne rencontre qu'un seul noyau placé sur une surface de 1 cm^2 . Elle est donc homogène à une surface, mais par commodité s'exprime en barns ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), ce qui correspond environ à la surface apparente d'un noyau d'uranium. Le terme d est aussi appelé paramètre d'impact. À une section efficace très inférieure au barn correspond un événement plus rare que la simple collision géométrique. À une section efficace

supérieure au barn correspond un événement qui peut se produire même lorsque la particule incidente passe à une certaine distance de la surface du noyau ; c'est le cas de la diffusion coulombienne pour des particules chargées. Les sections efficaces sont déterminées selon les processus physiques mis en jeu. Cette notion prend toute son importance d'un point de vue pratique, lorsqu'il s'agit d'évaluer qualitativement et quantitativement les réactions susceptibles de se produire, pour une source de rayonnement interagissant avec un milieu. Par suite et par commodité, on est amené à définir une section efficace macroscopique (appelée μ pour les photons et Σ pour les neutrons) obtenue à partir de l'expression (1) comme suit :

$$\frac{P(a)}{e} = N\sigma_a = \mu \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

Son unité, comme indiqué, est l'inverse du cm. Cette dernière traduit la probabilité d'interagir selon la réaction (a) par unité de longueur du milieu traversé. À partir de l'inverse de cette grandeur, on définit le libre parcours moyen (*mean free path*) :

$$\lambda = (\mu)^{-1} \text{ (cm)}$$

qui traduit cette fois la longueur moyenne effectuée dans la matière avant qu'une particule incidente ne provoque la réaction (a).

CI 2.4 : Expression de l'énergie du photon diffusé en fonction de l'énergie incidente lors d'une interaction Compton

La conservation de l'énergie cinétique : $E_\gamma = E'_\gamma + T_{e^-}$ (1)

La quantité de mouvement relativiste : $(\vec{E}_\gamma/c) = (\vec{E}'_\gamma/c) + \vec{p}_{e^-}$ (2)

Les deux expressions de l'énergie totale de l'électron :

$$E_{e^-}^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \quad (3)$$

$$E_{e^-} = T_{e^-} + m_0c^2 \quad (4)$$

Avec (3) et (4), on aboutit à l'égalité suivante :

$$p^2c^2 = E^2 - m_0^2c^4 = m^2c^4 - m_0^2c^4 = (T + m_0c^2)^2 - m_0^2c^4 = T_{e^-}^2 + 2m_0c^2T_{e^-} \quad (5)$$

On porte ensuite (2) au carré :

$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos \theta + E_\gamma'^2 = p^2c^2 = T_{e^-}^2 + 2m_0c^2T_{e^-} = E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma + 2m_0c^2(E_\gamma - E'_\gamma)$$

$$\Leftrightarrow E_\gamma E'_\gamma - E_\gamma E'_\gamma \cos \theta = m_0c^2 E_\gamma - m_0c^2 E'_\gamma$$

$$\Leftrightarrow E'_\gamma (E_\gamma (1 - \cos \theta) + m_0c^2) = m_0c^2 E_\gamma$$

Soit finalement :
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)}$$

CI 2.5 : Expression la section efficace différentielle en énergie de Klein et Nishina [38] et de la section efficace Compton

La section efficace différentielle en énergie de Klein-Nishina peut s'exprimer comme une somme de termes indépendants comme suit :

$$\frac{d\sigma_c}{dx} = K \left(A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} \right) \quad (1)$$

Avec : $x = \frac{E_\gamma}{E'_\gamma}$, $K = \pi \frac{r_0^2}{\alpha_0}$, $\alpha_0 = \frac{E_\gamma}{0,511}$ où r_0 est le rayon de l'électron qui

$$\text{vaut : } r_0^2 = \left(\frac{\mu_0 e^2}{4\pi m_e} \right)^2 = 7,94077 \cdot 10^{-26}$$

Rappelons que l'énergie du photon Compton est bornée en énergie comme suit :

$$\left(1 + (2E_\gamma/m_e c^2) \right)^{-1} \leq E'_\gamma \leq E_\gamma$$

ce qui, avec le formalisme de l'expression (1) ci-dessus, revient à la prescription suivante : $1 \leq x \leq 1 + 2\alpha_0$.

Les quatre coefficients de l'expression (1) sont :

$$A = \frac{1}{\alpha_0^2}, B = 1 - 2 \frac{(\alpha_0 + 1)}{\alpha_0^2}, C = \frac{(1 + 2\alpha_0)}{\alpha_0^2} \text{ et } D = 1$$

La section efficace totale Compton est donnée par intégration sur l'ensemble du domaine de validité $1 \leq x \leq 1 + 2\alpha_0$, de la section efficace différentielle KN :

$$\sigma_c = \int_1^{1+2\alpha_0} \left(\frac{d\sigma_c}{dx} \right) dx = K' \left[\frac{4}{\alpha_0} + \left(1 - \left(\frac{1+\beta}{\alpha_0^2} \right) \right) \ln(\beta) + \frac{\gamma}{2} \right] \text{ barn/e}^-$$

avec $K' = K \times 10^{-24}$, $\beta = 1 + 2\alpha_0$ et $\gamma = 1 - \beta^{-2}$. On remarque au passage que l'expression de la section efficace totale Compton est uniquement dépendante de l'énergie du photon incident (α_0).

CI 2.6 : Calcul du kerma dans un milieu pour les photons

Déterminons la relation entre la fluence de photons primaires en un point M d'un matériau et l'énergie transférée en ce même point par ces photons primaires, aux électrons secondaires mis en mouvement. Considérons un photon d'énergie E pénétrant dans une sphère élémentaire dont le diamètre est très supérieur au libre parcours moyen de ce photon dans ce milieu. Ce photon, à la suite d'une interaction, communique une énergie moyenne $\bar{E}_{\text{tr}}(E)$ à la matière de la sphère. Ainsi, tout au long de la distance élémentaire dl dans la sphère, la variation de l'énergie transmise dE_{tr} peut être posée comme suit :

$$dE_{\text{tr}} = \mu_{\text{tr}}(E_{\gamma}) E_{\gamma} dx$$

Si on s'intéresse à la valeur moyenne $\bar{E}_{\text{tr}}(E_{\gamma})$ transférée, dans ce cas, dx représente la longueur l de la corde moyenne découpée par le photon traversant la sphère élémentaire. Ainsi nous pouvons écrire :

$$\bar{E}_{\text{tr}}(E_{\gamma}) = \mu_{\text{tr}}(E_{\gamma}) E_{\gamma} \bar{l}$$

L'énergie totale transférée par l'ensemble des photons d'énergie distribuée sur un spectre de photon est donnée comme suit :

$$E_{\text{tr}} = \int_{E_{\gamma}} \left(\frac{dN(E_{\gamma})}{dE} \right) \bar{E}_{\text{tr}}(E_{\gamma}) dE$$

$dN(E)$ représente le nombre de photons pénétrant dans la sphère, d'énergie comprise entre E et dE . La définition du kerma étant :

$$K = \frac{dE_{\text{tr}}}{dm} = \lim_{m \rightarrow 0} \left(\frac{\bar{E}_{\text{tr}}}{m} \right)$$

En remplaçant $\bar{E}_{\text{tr}}(E)$ par sa valeur, on obtient :

$$E_{\text{tr}} = \int_{E_{\gamma}} \left(\frac{dN(E_{\gamma})}{dE} \right) \mu_{\text{tr}}(E_{\gamma}) E_{\gamma} \bar{l} \cdot dE$$

La valeur moyenne des cordes d'une sphère est :

$$\bar{l} = \frac{4}{3} R = \frac{V}{a}$$

avec V le volume et a la surface de la sphère. Il vient alors :

$$E_{\text{tr}} = \int_{E_{\gamma}} \left(\frac{dN(E_{\gamma})}{dE} \right) \frac{V}{a} \mu_{\text{tr}}(E_{\gamma}) E_{\gamma} dE$$

Divisons ensuite par m afin de faire apparaître le kerma (en posant $m = \rho V$ avec ρ la masse volumique) :

$$K = \lim_{m \rightarrow 0} \left(\frac{E_{\text{tr}}}{m} \right) = \lim_{m \rightarrow 0} \left(\frac{E_{\text{tr}}}{\rho V} \right) = \lim_{m \rightarrow 0} \int_E \left(\frac{dN(E)}{dE} \right) \frac{E}{a} \frac{\mu_{\text{tr}}(E)}{\rho} dE$$

Comme m tend vers 0, alors la surface a de la sphère tend également vers 0 :

$$K = \int_{E_\gamma} \frac{d}{dE} \left[\lim_{m \rightarrow 0} \frac{N(E_\gamma)}{a} \right] E_\gamma \frac{\mu_{\text{tr}}(E_\gamma)}{\rho} dE$$

$$\text{Or, nous avons : } \lim_{m \rightarrow 0} \left(\frac{N(E_\gamma)}{a} \right) = \frac{dN(E_\gamma)}{da} = \Phi(E_\gamma)$$

$$\text{ainsi } K = \int_{E_\gamma} \frac{d\Phi(E_\gamma)}{dE} E_\gamma \frac{\mu_{\text{tr}}(E_\gamma)}{\rho} dE$$

Or $(d\Phi(E)/dE) = \Phi_E$ est la distribution en énergie de la fluence, il vient finalement :

$$K = \int_E \Phi_E E \left(\frac{\mu_{\text{tr}}(E)}{\rho} \right) dE$$

Ainsi, pour un spectre de raies discrètes, nous obtenons l'expression suivante :

$$K = \sum_E \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right) \Phi E$$

CI 2.7 : Démonstration de la relation de Bragg-Gray

Si les dimensions géométriques de la cavité gazeuse sont petites devant le parcours des électrons secondaires mis en mouvement dans le milieu solide, l'introduction de la cavité ne perturbe pas le spectre d'électrons présents dans le solide. Si on considère maintenant un champ homogène d'électrons secondaires mis en mouvement, à l'équilibre électronique, dans un milieu M et que l'on creuse dans ce milieu une petite cavité remplie d'un gaz qui ne perturbe pas le flux d'électrons secondaires, il s'agit de déterminer la relation liant la dose absorbée dans le milieu M et celle mesurée dans le gaz. On considère un électron secondaire traversant deux volumes élémentaires de géométrie équivalente ; déterminons quelles doivent être les dimensions respectives des deux volumes pour que l'énergie communiquée ϵ soit la même :

$$(d\epsilon)_g = (d\epsilon)_M \quad (1)$$

On définit S_g^M comme étant le rapport des pouvoirs d'arrêts linéiques pour les deux milieux :

$$\bar{S}_g^M = \frac{(dE/dx)_M}{(dE/dx)_g}$$

Pour que l'égalité (1) soit respectée, il faut nécessairement que $\Delta x_g = \bar{S}_g^M \Delta x_M$. En d'autres termes, le rapport des dimensions linéaires des deux volumes est \bar{S}_g^M . De même, si V représente le volume du milieu considéré, les deux volumes sont reliés par la proportionnalité suivante :

$$V_g = (\bar{S}_g^M)^3 V_M$$

Comme l'énergie moyenne communiquée au volume est directement proportionnelle au nombre d'électrons qui entrent dans chacun des volumes, le nombre de ceux qui entrent dans la cavité de gaz est plus important que celui qui entrerait dans le volume du milieu solide M ; ce nombre est donc proportionnel à la surface d'entrée. Ainsi, en considérant qu'à chaque collision les électrons déposent en moyenne la même énergie $\bar{\epsilon}$; qu'ils soient dans le gaz ou le milieu M, le nombre d'électrons qui entrent dans le volume de la cavité de gaz est $(\bar{S}_g^M)^2$ fois plus important que celui qui entre dans le volume du milieu M, ainsi nous obtenons :

$$\overline{d\epsilon}_g = \bar{\epsilon} dN_g = (\bar{S}_g^M)^2 \bar{\epsilon} dN_M = (\bar{S}_g^M)^2 \overline{d\epsilon}_M$$

À partir de cette égalité peut être déduite l'énergie moyenne absorbée par unité de volume :

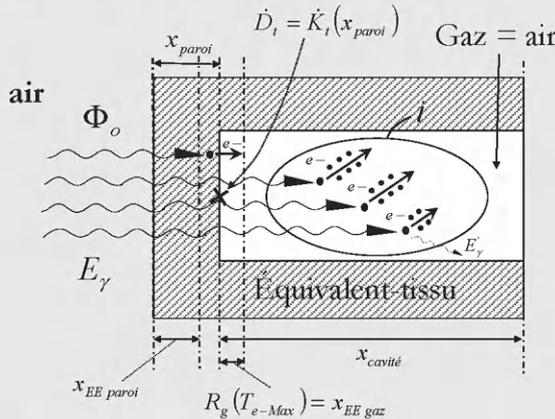
$$\left(\frac{\overline{d\epsilon}}{dV} \right)_g = \frac{(\bar{S}_g^M)^2 \overline{d\epsilon}_M}{(\bar{S}_g^M)^3 dV_M} = \frac{1}{S_g^M} \left(\frac{\overline{d\epsilon}}{dV} \right)_M$$

En faisant apparaître les éléments infinitésimaux de masse : $dm_g = \rho_g dV_g$ et $dm_M = \rho_M dV_M$, nous obtenons finalement la relation de Bragg-Gray entre les deux doses absorbées :

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dm} \right)_g = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_M \left(\frac{d\mathcal{E}}{dm} \right)_M \Leftrightarrow D_M = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_g D_g$$

CI 2.8 : Démonstration de la relation de cavité large

Les ionisations mesurées dans la cavité sont provoquées cette fois par les électrons secondaires mis en mouvement dans le gaz du volume sensible de la cavité par les photons primaires.



À partir de la profondeur dans la cavité pour laquelle l'équilibre électronique est réalisé pour les photons primaires $x_{EE}(g)$ qui peut être considérée comme négligeable en raison du faible parcours des électrons secondaires devant la dimension de la cavité : $x_{cavité}$, la dose en tout point x dans le gaz de cette cavité est :

$$D_{cavité}(x) = \Phi(0) E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_g \exp(-\mu_g x)$$

Avec, si l'on considère une fluence initiale Φ_0 à la face avant de la paroi de la chambre :

$$\Phi(0) = \Phi_0 \exp(-\mu_{paroi} x_{paroi})$$

Le courant délivré sera directement proportionnel à l'intégration de cette dose sur toute la profondeur de la cavité : $x_{cavité}$. Pour obtenir la dose absorbée moyenne dans la cavité, on divise alors le résultat de cette dose intégrée par la profondeur de la cavité :

$$\begin{aligned} \bar{D}_{cavité}(x) &= \frac{1}{x_{cavité}} \int_0^{x_{cavité}} D_{cavité}(x) dx \\ \Rightarrow \bar{D}_{cavité}(x) &= \Phi_0 E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_g \left[\frac{1 - \exp(-\mu_g x_{cavité})}{\mu_g x_{cavité}} \right] \exp(-\mu_{paroi} x_{paroi}) \end{aligned}$$

Or cette dose dans la cavité est égale à celle sous la profondeur de paroi x_{paroi} en s'assurant nécessairement qu'en ce point l'équilibre électronique soit vérifié. Soit :

$$D_M(x_{\text{paroi}}) = \Phi_0 E_\gamma \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{paroi}} \exp(-\mu_{\text{paroi}} x_{\text{paroi}})$$

Ainsi, ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante :

$$D_M = \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{g}}^{\text{paroi}} \bar{D}_{\text{cavité}}(x) A \quad \text{avec} \quad A = \frac{\mu_{\text{g}} x_{\text{cavité}}}{1 - \exp(-\mu_{\text{g}} x_{\text{cavité}})}$$

Avec la mise aux dimensions, on obtient finalement l'expression du débit de dose absorbée sous la profondeur de la paroi pour une cavité large. En pratique, le facteur A est proche de 1.

CI 2.9 : Calcul de l'énergie transférée au noyau de recul dans le cas d'une diffusion inélastique sur le ^{12}C

Tout d'abord, déterminons le seuil de cette réaction sur le ^{12}C ; le neutron incident doit disposer d'une énergie sensiblement égale au premier niveau excité du noyau choqué. Pour le ^{12}C , par exemple, ce premier niveau est à 4,43 MeV. Ainsi, l'énergie seuil obtenue à partir de la chaleur de réaction pour le neutron doit être :

$$E_n(\text{seuil}) = -\left(\frac{A+1}{A}\right)Q = \left(\frac{13}{12}\right) \times 4,43 = 4,8 \text{ MeV}$$

Considérons un neutron dont l'énergie est supérieure à cette valeur seuil : 6 MeV. Le neutron pénètre donc dans le noyau de carbone 12 pour faire un carbone 13 excité avec l'énergie :

$$E^*(\text{C13}) = B(n) + \left(\frac{A}{A+1}\right)E_n = 4,95 + \frac{12}{13} \times 6 = 10,5 \text{ MeV}$$

avec $B(n)$ l'énergie de liaison du dernier neutron. Le carbone 13 réémet à son tour le neutron avec une énergie comprise entre 0 et :

$$\left(\frac{A}{A+1}\right)E_n + Q = \left(\frac{12}{13}\right) \times 6 - 4,43 = 1,1 \text{ MeV}$$

La probabilité d'avoir telle ou telle énergie pour le nouveau neutron émergent n' comprise entre 0 et 1,1 MeV est directement reliée au niveau d'excitation du ^{13}C précédent.

Vient ensuite la désexcitation du ^{12}C excité résiduel qui perd son énergie en émettant un γ dont l'énergie est :

$$E_\gamma = -Q = 4,43 \text{ MeV}$$

Enfin, le noyau de recul emporte en moyenne l'énergie transférée suivante [54] :

$$\bar{E}_{\text{tr}} = \frac{2E_n A}{(A+1)^2} \left[1 + \frac{|Q|(A+1)}{2AE_n} \right] = \frac{2 \times 6 \times 12}{13^2} \times \left[1 + \frac{4,43 \times 13}{2 \times 12 \times 6} \right] = 1,2 \text{ MeV}$$

On a bien sensiblement : $\bar{E}_{\text{tr}} \cong E_n(i) - E_\gamma = E_n(i) - E_{\text{NC}}^*$

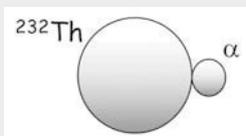
CI 2.10 : Pourquoi un seuil en énergie pour une réaction à chaleur positive ($Q > 0$) ?

Prenons par exemple la réaction (n, α) sur le ^{235}U conduisant à la création du ^{232}Th et calculons la chaleur de réaction de cette dernière :

$$Q = B\left(^{232}\text{Th}\right) + B(\alpha) + B\left(^{235}\text{U}\right) = 1766,691 + 28,295 - 1783,87 \\ = 11,1 \text{ MeV} \Rightarrow Q > 0$$

La réaction est donc exoénergétique et cependant présente un seuil. En fait, le noyau composé doit posséder suffisamment d'énergie d'excitation pour séparer la particule chargée en lui communiquant l'énergie potentielle nécessaire à la séparation. Cette énergie sert donc à franchir la barrière coulombienne. Calculons cette dernière.

Au préalable, il y a lieu de considérer la configuration la plus coûteuse en énergie coulombienne modélisée par le noyau alpha accolé au noyau de thorium, comme montré dans le petit schéma ci-dessous :



La barrière coulombienne à franchir est donc déterminée par le travail résultant de l'application de la force de Coulomb, en considérant que toute la charge est centrée pour chacun des noyaux. Dans ce modèle, la distance entre les charges des deux noyaux est donnée par : $r = R_0(A_{\text{Th}}^{1/3} + A_{\alpha}^{1/3})$.

Avec $R_0 = 1,4 \text{ fm}$, en sachant que $m_0c^2 \approx 0,5 \text{ MeV}$ et le rayon classique de l'électron vaut :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = 2,8 \text{ fm}$$

Le calcul de la barrière coulombienne conduit au résultat suivant :

$$B_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2 Z_{\alpha} Z_{\text{Th}}}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \frac{m_0 c^2 Z_{\alpha} Z_{\text{Th}}}{R_0 (A_{\text{Th}}^{1/3} + A_{\alpha}^{1/3})} \cong \frac{Z_{\alpha} Z_{\text{Th}}}{(A_{\text{Th}}^{1/3} + A_{\alpha}^{1/3})} \approx 23 \text{ MeV}$$

On observe ainsi que $Q - B_c < 0$, ce qui implique la présence d'une réaction à seuil. L'énergie seuil que le neutron incident doit apporter vaut :

$$E_{\text{seuil}} = \left(\frac{A_{^{235}\text{U}} + 1}{A_{^{235}\text{U}}} \right) (Q - B_c) \approx 12 \text{ MeV}$$

CI 2.11 : Méthode de mesure des facteurs de kerma selon la méthode du rapport n° 63 de l'ICRU [32]

Les facteurs de kerma k_{Φ} , sont obtenus en calculant le ratio suivant : $k_{\Phi} = K\Phi$ pour des neutrons dont l'énergie est inférieure à 20 MeV les sections efficaces sont bien connues et peuvent être calculées en utilisant la formule :

$$k_{\Phi} = \frac{1}{\rho} \cdot \sum_i N \sigma_i \bar{E}_i$$

De façon pratique, ces calculs sont réalisés au moyen d'un code de type Monte-Carlo.

Au-delà de 20 MeV, les sections efficaces n'étant pas aussi précises, on se doit de déterminer dans un premier temps la fluence neutronique Φ en un point de l'espace, par exemple au moyen d'un télescope à protons de recul. Ensuite, on estime le kerma selon la méthode suivante : on utilise un compteur proportionnel à basse pression rempli d'un gaz (LPPC), entouré d'un matériau d'intérêt, par exemple du carbone – rappelons que le carbone est un des constitutifs des tissus humains. L'équilibre des particules chargées est réalisé dans cette enveloppe de carbone, de sorte que ce sont les particules chargées secondaires – noyaux de recul, protons, α ... – qui vont ioniser le gaz du compteur. La dose absorbée dans ce gaz est obtenue à partir des charges produites :

$$D_g = \frac{\Delta q}{\Delta m_g} \frac{\bar{W}_g}{e}$$

La figure 1 ci-dessous donne une représentation de la dose absorbée pour des neutrons monoénergétiques de 34 et 66 MeV dans la cavité de gaz du LPPC par unité de fluence neutron. Cette courbe est donnée en fonction des transferts linéiques d'énergie y ($\text{keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$) :

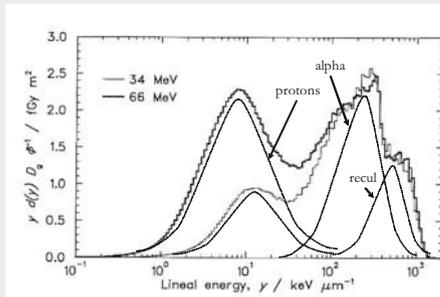


Figure 1 – Dose absorbée dans la cavité de gaz du LPPC par unité de fluence $y d(y) D_g \Phi^{-1}$, en fonction du transfert linéique d'énergie, y , mesurée avec un LPPC en paroi de carbone avec un faisceau de neutrons de 34 et 66 MeV, adapté de [32].

Cette représentation du spectre microdosimétrique laisse apparaître les contributions des différentes particules secondaires chargées mises en mouvement par les neutrons du champ. On peut en effet s'apercevoir que la première bosse est imputable aux protons, la deuxième aux α et la dernière aux noyaux de recul. Par ailleurs, on voit clairement que la différence d'énergie occasionne surtout une élévation de la dose absorbée due au proton ; ce qui n'est pas le cas pour les deux autres types de particules chargées mises en mouvement, où nous avons sensiblement un recouvrement des deux spectres à ces endroits. Pour obtenir la dose absorbée dans la cavité de gaz par unité de fluence, pour ces deux énergies, il faut intégrer ces courbes de distribution de dose sur tous les y :

$$D_g \Phi^{-1} = \int_0^{\infty} y d(y) D_g(y) \Phi^{-1} dy$$

D'un point de vue pratique, pour obtenir une raie « quasi monoénergétique » de neutrons de 66 MeV, on bombarde par exemple une cible épaisse de béryllium avec des protons de 71 MeV. Il apparaît un pic à 66 MeV qui, une fois collimaté, permet d'obtenir un faisceau sur un petit angle solide de l'ordre de 10^{-5} sr. Cependant, lors de la mesure, il faudra veiller à retrancher la dose absorbée due à la « pollution » photonique issue du mode de création du faisceau de neutrons. On obtient ensuite l'expression de la dose absorbée dans le carbone avec l'expression suivante : $D_C = D_g r_{C,g}$. Or, si la cavité est suffisamment petite pour que l'énergie perdue par les particules chargées soit faible et que l'interaction des rayonnements indirectement ionisants avec le gaz de la cavité soit négligeable, la loi de Bragg-Gray montre que :

$$r_{C,g} = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_C = \frac{(\bar{S}/\rho)_C}{(\bar{S}/\rho)_g}$$

Ainsi, finalement, dans les conditions d'équilibre des particules chargées, nous obtenons l'expression du kerma dans le carbone comme suit :

$$K_C = c_w c_c D_C$$

où le facteur de correction c_w prend en considération l'atténuation et la diffusion des neutrons dans la paroi en carbone de la cavité et c_c prend en compte le fait que le faisceau de neutrons ne soit pas exactement monoénergétique. Dans notre exemple, ces calculs conduisent pour les énergies 34 et 66 MeV respectivement aux facteurs de dose k_Φ suivants : 4,21 fGy·m² et 5,53 fGy·m².

CI 2.12 : Formules de Bethe-Block [4, 5] pour les particules lourdes chargées et Rohrlish-Carlson [53] pour les électrons

La force coulombienne qui s'applique entre deux particules chargées de charges q_1 et q_2 espacées d'une distance r est :

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = -\vec{F}_{2 \rightarrow 1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{u}$$

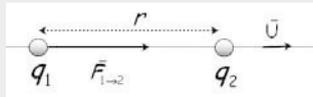


Figure 1 – Force de coulomb entre deux particules chargées.

L'impulsion fournie par la particule incidente de charge z à un électron atomique de masse m_e se réduit, pour des raisons de symétrie, à l'expression de l'intégrale de la force de coulomb sur la composante en y de la figure 2.

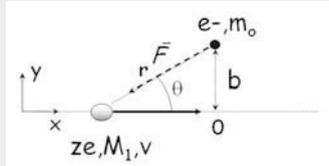


Figure 2 – Interaction coulombienne entre une particule chargée lourde et un électron du cortège électronique du milieu irradié.

Ceci s'écrit comme suit :

$$P_e = \int_{-\infty}^{+\infty} F_y dt = \int_{-\infty}^{+\infty} F \sin \theta dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{ze^2}{r^2} \sin \theta dt$$

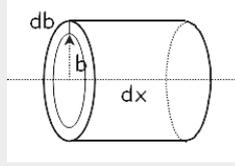
avec $r = \frac{b}{\sin \theta}$, $dt = \frac{dx}{v}$, $x = \frac{b}{\tan \theta}$ et comme : $d\left(\frac{1}{\tan \theta}\right) = \frac{1}{\sin^2 \theta}$, il vient :

$$P_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{ze^2}{bv} \int_0^\pi \sin \theta d\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{2ze^2}{bv}$$

Ainsi, pour un électron, l'énergie cinétique transmise est :

$$T_e = \frac{P_e^2}{2m_e} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_o}\right)^2 \frac{2z^2e^4}{b^2v^2m_e} \tag{1}$$

En admettant que la distribution des électrons est uniforme dans le milieu irradié, la particule chargée va en fait céder une fraction de son énergie à tous les électrons situés dans le volume décrit dans la figure 3 : $dV = 2\pi b db dx$. Ainsi, si N est la densité atomique, il y a aura $2\pi b NZ db dx$ électrons impactés lors du passage de la particule chargée.

Figure 3 – Volume compris entre le paramètre d'impact b et $b + db$.

L'énergie cédée à l'ensemble de ces électrons sera donc :

$$dT = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \frac{db}{b} dx$$

ou encore :

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \quad (2)$$

Reste à déterminer les paramètres d'impact b_{\max} et b_{\min} , c'est-à-dire les distances minimale et maximale radiales pour lesquelles l'effet de l'interaction coulombienne se fait ressentir par la particule au cours de son passage. Concernant b_{\min} , nous avons vu que, classiquement, le maximum d'énergie qui peut être communiqué à un électron par une particule chargée lourde est donné par l'expression (1), ainsi :

$$T_{\max} = \frac{4m_e}{M} T_0 \Leftrightarrow T_{\max} = \frac{4m_e}{M_1} \times \frac{1}{2} Mv^2 = 2m_e v^2$$

En mécanique relativiste, étant donné que $p = \gamma mv$, nous obtiendrions : $T_{\max} = 2\gamma^2 m_e v^2$. Ainsi, en injectant cette expression dans l'expression (1), il vient : $b_{\min} = ze^2 / 4\pi\epsilon_0 \gamma v^2 m_e$. Pour connaître la distance maximale pour laquelle la particule chargée interagit avec un électron du milieu, on prend l'énergie minimale qui peut être transmise à un électron pour le faire passer à un état excité. Cette énergie est appelée potentiel moyen d'excitation et dépend du milieu, on la note I . En utilisant encore l'expression (1), nous obtenons cette fois :

$$I = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2z^2 e^4}{b^2 v^2 m_e} \Leftrightarrow b_{\max} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{2z^2 e^4}{v^2 m_e I}}$$

Ainsi, en introduisant les deux expressions des paramètres d'impact dans (2) et en exprimant la densité atomique N en fonction de la densité ρ du milieu et de son numéro atomique A , nous obtenons finalement l'expression de Bohr :

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_c = \frac{1}{8\pi\epsilon_0^2} \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{\rho N_A Z}{A} \ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{I} \right)$$

Par ailleurs, nous pouvons directement déterminer la valeur de $\beta = v/c$ en fonction de l'énergie cinétique de la particule. De plus, cette transformation a l'avantage de faire apparaître c^2 permettant d'exprimer directement

la masse de l'électron m_e en unité de masse atomique en MeV. Ainsi nous écrirons :

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_c = \frac{1}{8\pi\epsilon_0^2} \frac{z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{\rho N_A Z}{A} \ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2}{I}\right) \quad (3)$$

Cette expression est approximative, mais est relativement fidèle pour des particules très lourdes comme les α ou les ions lourds. En observant l'expression (3), on constate que celle-ci est linéairement proportionnelle à la densité du milieu. On définit ainsi l'expression du pouvoir d'arrêt massique comme suit :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_c = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx}\right)_c$$

Celui-ci s'exprime en $\text{MeV}\cdot\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ et permet pour un matériau donné de multiplier par la densité particulière de celui-ci pour obtenir le pouvoir d'arrêt linéique. Un calcul affiné à partir de la mécanique quantique relativiste conduit à la formule de Bethe-Bloch :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{N_A Z}{A} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4)$$

Le facteur de correction pour les effets de densité de charge δ rend compte du fait que les champs électriques de la particule incidente polarisent les atomes près de sa trajectoire. Cette polarisation réduit l'effet du champ électrique sur les électrons plus éloignés, ce qui constitue un effet d'écrantage. Cet effet est d'autant plus important que l'énergie de la particule et la densité du milieu irradié augmentent. Cet effet est peu important pour des énergies inférieures à 100 MeV. Au-delà de cette énergie, l'effet devient significatif et est décrit de façon empirique [55]. Le facteur δ prenant en compte l'effet de densité de charges devient significatif au-delà de 100 MeV. Sternheimer [55] propose une méthode empirique pour caractériser cet effet :

$$\begin{cases} \delta = 0 & X < X_0 \\ \delta = X - C_1 + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ \delta = X - C_1 & X_1 < X \end{cases} \quad \text{où : } X = \log\left(\sqrt{\frac{\beta^2}{1 - \beta^2}}\right)$$

X_0 , X_1 , C et a sont des paramètres qui doivent être déterminés pour chaque matériau cible, ils sont fournis par Sternheimer dans des tables et utilisées dans les calculs de pouvoirs d'arrêt pour les particules du proton à l'alpha de 50 keV à 500 MeV de Williamson (1963). Pour simplifier l'expression (3), nous pouvons d'emblée calculer la valeur du facteur K suivant :

$$K = \frac{e^4 N_A}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \approx 0,307075 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$$

L'expression (3) s'écrit alors comme suit :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_c = K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (5)$$

Cette formule est valable pour les particules lourdes dont l'énergie est environ supérieure à 200 keV/nucléon. Elle s'applique par exemple pour un proton dont l'énergie est supérieure à 200 keV et pour un alpha dont l'énergie est supérieure à 1 MeV. En deçà de cette énergie il faudra avoir recours à une formule semi-empirique du type de celle de Williamson *et al.* [58]. Pour des énergies inférieures à 200 keV/nucléon, l'expression de la formule de Bethe-Bloch devient :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_c = K \frac{z_{\text{eff}}^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{A(E)}{\left[1 - \exp\left(-A(E)^{1/b}\right)\right]^b} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

avec :

$$A(E) = \sqrt{\frac{2m_e c^2 \beta^2 W_m}{(1 - \beta^2) I^2}} \quad b = 1 + 0,035 \left(z_{\text{eff}}^{3/2} - Z^{1/2} \right)$$

$$I = 11,8 \cdot 10^{-6} Z \exp \left[Z^{-2/3} - 8,33 Z^{-2} + 26,04 Z^{-3} - 18,38 Z^{-4} \right] \cdot \left[1 - 0,25 \exp \left(-\frac{100}{E} \right) \right]$$

Dans cette dernière expression, l'énergie s'exprime en MeV. Le terme W_m est l'énergie maximale transmissible à un électron du cortège du milieu irradié par la particule chargée, son expression en fonction de l'énergie incidente de la particule est la suivante :

$$W_m = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) \left(1 + \frac{1}{1835A} \right)^2 \left[1 + 4,635 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E}{A} \right) \left(\frac{1}{1 + 1835A} \right) \right]}$$

Calculons par exemple successivement le pouvoir d'arrêt massique puis linéique par collision, d'un proton de 50 MeV dans de l'aluminium : à cette énergie, le proton est considéré comme relativiste – son énergie est supérieure à 45 MeV ; par conséquent, on détermine la valeur de β^2 comme suit :

$$\beta^2 = \frac{T(T + 2m_p c^2)}{(m_p c^2 + T)^2} = \frac{50(50 + 2 \times 938)}{(938 + 50)^2} = 0,0986$$

Pour l'aluminium, on a : $A = 27$, $Z = 13$, $\rho = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. D'après l'équation (2.7) (§ 2.1.2), le potentiel moyen d'excitation $I = 9,76 \times 13 +$

$58,8 \times (13)^{-0,19} \approx 163$ eV. On obtient finalement le pouvoir d'arrêt massique avec l'expression (5) en négligeant les effets de densité de charge :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_c = 0,307075 \times \frac{1}{0,0986} \times \frac{13}{27} \left[\ln\left(\frac{1,022 \times 0,0986}{163 \cdot 10^{-6}}\right) - \ln(1 - 0,0986) - 0,0986 \right] = 9,65 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$$

On en déduit directement le pouvoir d'arrêt linéique, en multipliant ce résultat par la densité de l'aluminium : $S_{\text{coll}} = \rho(S/\rho)_c = 2,7 \times 9,65 = 26 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$. Un des effets notables à faible énergie est celui de la « charge effective » vu par le milieu irradié : en effet, à mesure que l'énergie diminue, les particules chargées incidentes sont de plus en plus neutralisées par des électrons qui viennent graviter autour d'elles, ce qui limite de fait l'interaction coulombienne. Northcliffe [44] propose une formule semi-empirique pour rendre compte de cet effet, que l'on exprime directement en fonction de l'énergie T de la particule dans le cadre non relativiste :

$$z_{\text{eff}}(E) = z \cdot \tanh\left(\frac{\beta}{\alpha z} \sqrt{\frac{\pi}{2}}\right) = z \cdot \tanh\left(\frac{1}{\alpha z} \sqrt{\frac{\pi T}{m_0 c^2}}\right) \quad (6)$$

α est la constante de structure fine et son inverse vaut 137.

Prenons par exemple le cas d'un alpha dont $z = 2$ et voyons le comportement de cette charge en fonction de l'énergie. L'expression (6) devient :

$$z_{\text{eff}}(E) = 2 \cdot \tanh\left(0,125\sqrt{T}\right) \quad (7)$$

avec T l'énergie de l'alpha en keV. La figure 4 montre la représentation de l'expression (7).

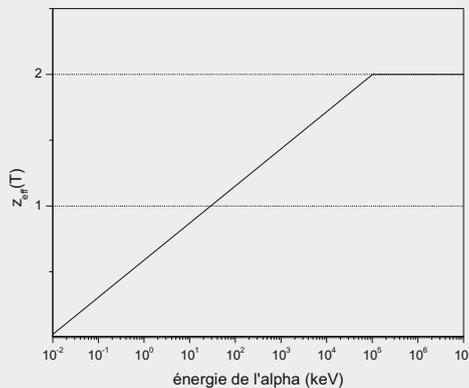


Figure 4 – Charge effective en nombre de charges, en fonction de l'énergie pour un alpha.

Nous constatons que, à partir de 1 keV, la charge effective de l'alpha décroît jusqu'à devenir sensiblement nulle au voisinage de 0,01 eV.

À partir de la théorie de ralentissement de Bethe qui conduit à l'expression (4), Rohrlish et Carlson ont établi une formule permettant de calculer la perte d'énergie par collision des électrons. Cette expression est donnée ci-dessous avec toutefois l'ajout d'un terme δ prenant en compte l'effet de densité [46]. À noter que cette expression diffère peu pour les positons.

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx} \right)_c = \frac{K}{2\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\text{Ln} \left(\frac{T^2 (T+2)}{2T^2} \right) + \frac{(T^2/8) - (2T+1) \ln 2}{(T+1)^2} + (1-\beta^2) - \delta \right] \quad (8)$$

L'effet de densité diminue la perte d'énergie par collision en raison des propriétés diélectriques du milieu traversé. Une expression théorique développée par Sternheimer permet de quantifier cet effet. Le tableau 1 donne pour un certain nombre d'éléments et d'énergies d'électrons le pourcentage de diminution apporté au transfert massique en énergie.

| Énergie des électrons (MeV) | Matériau traversé | | | | | | | |
|-----------------------------|-------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| | H | O | Ne | A | C | Al | Cu | Pb |
| 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 3,53 | 2,09 | 3,78 | 0,85 |
| 10 | 0 | 0 | 0 | 0 | 14,3 | 10,4 | 12,8 | 7,44 |
| 100 | 3,55 | 4,23 | 1,21 | 2,25 | 29,2 | 24,8 | 25,7 | 19,7 |

Tableau 1 – Pourcentages de diminution du pouvoir d'arrêt massique par collision pour des électrons de 1,10 et 100 MeV, pour différents matériaux [46].

À titre d'exemple, calculons le pouvoir d'arrêt par collision pour des électrons de 100 MeV dans de l'aluminium. Le potentiel moyen d'excitation de l'aluminium est environ 163 eV. Par ailleurs, à cette énergie, comme les électrons sont largement relativistes, nous pouvons postuler que : $\beta^2 \cong 1$. En renseignant l'expression (8) sans le terme d'effet de densité que nous déterminerons ensuite, on obtient :

$$\left(\frac{S}{\rho} \right)_c = \frac{0,307075}{2 \times 1} \frac{13}{27} \left[\text{Ln} \left(\frac{(100)^2 (102)}{2 \times (163 \cdot 10^{-6})^2} \right) + \frac{(100^2/8) - 201 \times \ln 2}{101^2} \right] \\ \cong 2,33 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$$

Calculons maintenant le terme : $\Delta = -KZ\delta/2\beta^2 A$ qui diminue le pouvoir d'arrêt en se référant au tableau 1. Celui-ci annonce pour des électrons de 100 MeV un pourcentage de diminution de 24,8 %. Finalement, on obtient le pouvoir d'arrêt massique suivant en tenant compte de cet effet :

$$\left(\frac{S}{\rho} \right)_c \cong 2,33 - \Delta \approx 2,33 - \left(\frac{2,33 \times 24,8}{100} \right) \approx 1,75 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$$

Références

- [1] Alevra AV (1999) Neutron spectrometry. *Radioprotection* Vol. 34, n°3, 304-333.
- [2] Attix FH (1986) *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley (New York).
- [3] Barthe J, Chauvenet B, Bordy JM (2006) La métrologie de la dose au CEA : le Laboratoire National Henri Becquerel. *Radioprotection* Vol. 41, n° 5, 9-24.
- [4] Beth H (1930) *Ann Phys (Leipzig)*, 5, 325.
- [5] Bloch F (1933) *Ann Phys (Leipzig)*, 16, 285; *Z Phys*, 81, 363.
- [6] Bourgois L (2011) Estimation de la dose extrémité due à une contamination par un radionucléide émetteur β : l'équivalent de dose est-il un bon estimateur de la grandeur de protection ? *Radioprotection* Vol. 46, n° 2, 175-187.
- [7] Bramblett RL, Ewing RI, Bonner TW (1960) A new type of neutron spectrometer. *Nucl Instrum Meth* 9, 1-12.
- [8] Briesmeister JF (1997) MCNP – A general Monte-Carlo N- Particle Transport Code version 4B LA-12625-M.
- [9] Brooks FD, Klein H (2002) Neutron spectrometry – historical review and present status. *Nucl Instrum Meth A* 476, 1-11.
- [10] Burlin TE (1966) A general theory of cavity ionisation. *Brit Rad* 39(466): 727-34.
- [11] Caswell RS, Coyne JJ, Randolph ML (1980) Kerma Factors for Neutron Energies below 30 MeV. *Rad Res* Vol. 83, No. 2, 217-254.
- [12] Collot J (2001) Cours de physique expérimentale des hautes énergies du DEA de physique théorique Rhône-Alpes.
- [13] Cross WG (1997) Empirical expression for beta ray point source dose distributions. *Radiat Prot Dosim* Vol. 69, n°2, 85-96.
- [14] Crovisier P, Asselineau B, Pelcot G, Van-Ryckeghem L, Cadiou A, Truffert H, Groetz JE, Benmosbah M (2005) French comparison exercise with the rotating neutron spectrometer, "ROSPEC". *Radiat Prot Dosim* Vol. 115, No. 1-4, 324-328.
- [15] Daures J, Ostrowsky A (2005) New constant-temperature operating mode for graphite calorimeter at LNE-LNHB. *Phys Med Biol* 50, 4035-4052.
- [16] De Pangher J, Nichols LL (1966) A precision long counter for measuring fast neutron flux density, BNML-260.
- [17] Drouin D, Réal Couture A, Joly D, Tastet X, Aimez V, Gauvin R (2007) CASINO V2.42 — A Fast and Easy-to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users. *Scanning* Vol. 29, 3, 92-101.
- [18] Fano U (1956) Note on the Bragg-Gray cavity principle for measuring energy dissipation. *Radiat Res* 1, 237-40.
- [19] Faussot A, Antoni R (2008) Cours de dosimétrie fondamentale du Brevet de technicien supérieur en radioprotection.
- [20] Gambini DJ, Granier R (1997) *Manuel pratique de radioprotection*. 2^e éd, Tec & Doc.
- [21] Gayther (1990) International Intercomparison of Fast Neutron Fluence-Rate Measurements Using Fission Chamber Transfer Instruments. *Metrologia* 27, 221-231.

- [22] Golovachik VT, Kustarjov VN, Savitskaya EN, Sannikov AV (1989) Absorbed dose and dose equivalent depth distributions for protons with energies from 2 to 600 MeV. *Radiat Prot Dosim* Vol. 28, n°3, 189-199.
- [23] Grosswendt B (1994) Determination of electron depth-dose curves for water, ICRU tissue, and PMMA and their application to radiation protection dosimetry. *Radiat Prot Dosim* Vol. 54, n°2, 85-97.
- [24] Gunzert-Marx K, Iwase H, Schardt D, Simon RS (2008) Secondary beam fragments produced by $200\text{MeV}\cdot\text{u}^{-1}$ ^{12}C ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy. *New Journal of Physics* 10, 075003 (21 p).
- [25] Hanson AO, McKibben JL (1947) A Neutron Detector Having Uniform Sensitivity from 10 KeV to 3 MeV. *Phys Rev* Vol. 72, n° 8, 673-677.
- [26] Heimbach C (2006) NIST Calibration of a neutron spectrometer ROSPEC. *J Res Natl Inst Stand Technol* 111, 419-428.
- [27] Holt PD (1985) Passive detectors for neutron fluence measurement. *Radiat Prot Dosim* Vol. 10, n°1-4, 251-264.
- [28] Hubbell JH, Seltzer SM (1996) Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory, NIST.
Disponible sur le site <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html> et <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab4.html>.
- [29] ICRU (1980) Radiation Quantities and Units. Publication 33.
- [30] ICRU (1984) Stopping Powers for electrons and positrons. Publication 37.
- [31] ICRU (1998) Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. Publication 57.
- [32] ICRU (2000) Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection. Publication 63
- [33] ICRU (2001) Determination of Operational Dose Equivalent Quantities for Neutrons. Publication 66.
- [34] ICRU (2011) Fundamental quantities and units for ionizing radiation (revised). Publication 85a.
- [35] Ing H, Clifford T, McLean T, Webb W, Cousin T, Dhermain J (1997) A simple reliable high resolution neutron spectrometer. *Radiat Prot Dosim* Vol. 70, n°1-4, 273-278.
- [36] ICRU (1993) Stopping powers and ranges for protons and alpha particles. Publication 49.
- [37] Katz L, Penfold AS (1952) Range energy relations for electrons and the determination on beta-ray end point energies by absorption. *Rev Mod Phys* vol. 24, n°1, 28-44.
- [38] Klein O, Nishina Y (1929) Die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z F Phys* 52 (11-12): 853-869.
- [39] Knoll GF (1989) *Radiation detection and measurement*, 2nd ed. Wiley, New York, 1989.
- [40] Lacoste V (2010) Design of a new long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the IRSN AMANDE facility. *Radiat Meas* 45, 1250-1253.

- [41] Lacoste V, Gressier V (2010) Experimental characterisation of the IRSN long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the AMANDE facility. *Radiat Meas* 45, 1254-1257.
- [42] Lefort M (1966) *La chimie nucléaire : étude des noyaux radioactifs et des réactions nucléaires*. Dunod.
- [43] Loevinger R, Japha EM, Brownwell G (1956) L. Discrete radioisotope sources. In *Radiation Dosimetry*. Ed GJ Hine and GL Brownell (Academic Press), 693-799.
- [44] Northcliffe LC (1960) Energy Loss and Effective Charge of Heavy Ions in Aluminium. *Phys Rev* 120, 1744-1757.
- [45] Paganetti H (2002) Nuclear interactions in proton therapy: dose and relative biological effect distributions originating from primary and secondary particles. *Phys Med Biol* 47, 747-764.
- [46] Pagès L, Bertel E, Joffre H, Sklavenitis L (1972) Energy loss range, and bremsstrahlung yield for 10 keV to 100 MeV electrons. *Atom Data Nucl Data* Vol. 4, N°1.
- [47] Pannetier R (1980) Vade-mecum du technicien nucléaire S.C.F. du Bastet.
- [48] Pelliccioni M (1998) Fluence to dose equivalent conversion data and radiation weighting factors for high energy radiation. *Radiat Prot Dosim* Vol. 77, No. 3, 159-170.
- [49] Pelowitz DB (2005) MCNPX User's manual version 2.5.0. LA-CP-05-0369.
- [50] Pichenot G, Guldbakke S, Asselineau B, Gressier V, Itié C, Klein H, Knauf K, Lebreton L, Löb S, Pochon-Guérin L, Schlegel D, Sosaat W (2002) Characterisation of spherical recoil proton proportional counters used for neutron spectrometry. *Nucl Inst Meth A* 476, 165-169.
- [51] Profio AE (1979) *Radiation shielding and dosimetry*. John Wiley and Sons, Inc., New York, NY.
- [52] Roberts NJ, Douglas DJ, Lacoste V, Böttger R, Loeb S (2010) Comparison of long counter measurements of monoenergetic and radionuclide source-based neutron fluence. *Radiat Meas* 45, 1151-1153.
- [53] Rohrlish, Carlson (1953) Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering. *Phys Rev* 93, (1954), 38-44.
- [54] Shultis JK, Faw RE (2000) Radiation Shielding. American Nuclear Society, Inc.
- [55] Sternheimer RM (1966) Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles. *Phys Rev* Vol. 145, 1, 247-250.
- [56] Tsvetkov I, Fominykh V (1978) Calorimeter for absolute measurement of absorbed electron dose. *Meas Tech* Vol. 23, 6.
- [57] Vega-Carrillo HR, Manzanares-Acuña E, Hernández-Dávila, Mercado Sánchez GA (2005) Response matrix of a multisphere spectrometer with an ^3He proportional counter. *Rev Mex Fis* 51 (1), 45-52.
- [58] Williamson C, Boujot JP, Picard J (1966) Tables of range and stopping power of chemical elements for charges particles of energy 0,5 to 500 MeV. Rapport CEA R 3042.
- [59] Veinot KG, Hertel NE (2005) Effective quality factor for neutrons based on the revised ICRP/ICRU recommendations. *Rad Prot Dosim* Vol 115 n° 1-4: 536-541.
- [60] ICRP (1995) Conversion coefficients for Use in Radiological Against External Radiation. Publication 74.

Chapitre 3

Grandeurs de protections, grandeurs opérationnelles et étalonnage

Nous avons vu précédemment que lorsqu'un individu est exposé à un rayonnement ionisant, l'ionisation des atomes peut provoquer l'altération ou la mort des cellules touchées. Selon l'intensité de l'irradiation, l'action sur l'organisme est très différente :

- aux fortes doses, l'effet est immédiat et intervient de manière certaine pour chaque individu exposé à une dose supérieure au seuil d'apparition de l'effet, dit déterministe ;

- aux faibles doses, l'effet est retardé et n'apparaît pas obligatoirement pour chaque individu irradié. C'est un phénomène stochastique pour lequel il n'existe pas de seuil d'apparition.

Notons que dans le cas d'une irradiation à dose élevée, outre les effets immédiats, on observe également, avec une probabilité relativement élevée, des effets retardés.

Pour estimer les risques inhérents aux rayonnements ionisants et proposer des limites, la CIPR a défini un certain nombre de grandeurs dosimétriques. Par ailleurs, l'ICRU a défini un référentiel pour estimer celles-ci par la mesure. Ce chapitre va décrire l'ensemble de ces grandeurs.

3.1 Effets stochastiques

Après l'exposition à des rayonnements ionisants, si l'altération d'une cellule somatique (ordinaire) provoque la modification de son ADN, celle-ci peut rester viable. Au terme de divisions cellulaires successives, sur un délai plus ou moins long appelé période de latence, un cancer est alors susceptible de se produire. La probabilité d'occurrence de cancer croît avec l'augmentation de la dose selon une relation sensiblement linéaire et probablement sans seuil. Cette notion de probabilité confère un caractère aléatoire à cet effet : deux personnes d'âge et de constitution identiques ayant été soumises à la même dose ne réagiront pas de la même façon. On parle d'effet stochastique. Nous noterons que ces cancers radio-induits mettent en moyenne des années à apparaître. Le retour d'expérience d'Hiroshima et Nagasaki montre que le taux maximal de leucémies était atteint au bout de 7 ans et celui des autres cancers au bout de 40 ans.

Un second effet retardé et de nature aléatoire est l'induction de malformations dans la descendance de la personne irradiée.

À noter que la gravité du cancer est indépendante de la dose qui l'induit. Enfin, ajoutons que l'on relie habituellement ce type d'effets à des moyennes et faibles doses, même si la probabilité comme nous l'avons dit ne cesse d'augmenter en fonction de l'accroissement de la dose.

3.2 Effets déterministes

Nous avons suggéré que l'autre voie d'atteinte possible est la mort cellulaire. Pour des niveaux de dose inférieurs cette fois à un seuil que nous définirons ultérieurement, le nombre de cellules détruites n'engendre pas d'altération de la fonction de l'organe ou du tissu lésé. Cependant, au-delà de ce seuil, des dommages importants se produisent de façon reproductible et provoquent la destruction massive de cellules. Des effets à grande échelle apparaissent, pouvant conduire à la perte partielle ou permanente des fonctions biologiques du tissu ou de l'organe. Leur gravité croît avec la dose et peuvent conduire au décès de l'individu pour le niveau de dose létale.

Ces effets apparaissent au bout de quelques jours ou semaines d'une manière non immédiate mais rapide comparé au délai d'apparition des effets stochastiques qui résultent des doses moyennes et faibles.

En raison de ce caractère reproductible, les effets aux fortes doses sont utilisés en radiothérapie pour détruire les cellules cancéreuses, en concentrant l'essentiel de la dose sur la tumeur à traiter. Ce type d'effet est associé de fait aux fortes doses et à ce que l'on appellera des « irradiations aiguës ».

Pour quantifier les risques stochastiques liés à l'exposition aux rayonnements ionisants décrits ci-dessus, la publication 60 de la CIPR [11] fournit un certain nombre des grandeurs appelées : « grandeurs de protections ». Sur la base de celles-ci sont établies des limites de doses autorisées qui visent à main-

tenir le risque dû aux rayonnements ionisants dans le même ordre de grandeur que l'ensemble des risques de la vie courante.

3.3 Les grandeurs de protections

En protection radiologique, la grandeur fondamentale sera la dose absorbée D exprimée en gray (cf. expression 3.1). En pratique, il sera fait usage de la dose moyenne à l'organe ou au tissu (D_T), en considérant une irradiation homogène de cet organe ou ce tissu, afin nous le verrons de singulariser l'atteinte radiologique de chaque organe lors de l'exposition.

3.3.1 La dose absorbée à l'organe

La dose absorbée à l'organe ou au tissu T notée D_T s'obtient selon le ratio de l'énergie totale déposée E_T pour un rayonnement considéré R , sur la masse totale de l'organe considéré m_T conformément à l'expression (3.1).

$$D_T = \frac{E_T}{m_T} \tag{3.1}$$

L'unité SI de cette grandeur est le joule par kilogramme (J/kg), mais est donnée en gray (Gy). Si la distribution « infinitésimale » de la dose absorbée D est accessible (cf. chapitres précédents), on peut alors recourir à une approche de type analytique et distribuer cette dernière sur l'ensemble de l'organe ou tissu considéré selon (3.2).

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D \, dm = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} \left(\frac{d\bar{E}}{dm} \right) dm \tag{3.2}$$

$D = (d\bar{E}/dm)$ est la distribution de la dose absorbée dans l'élément de volume dm . La dose moyenne à l'organe ou au tissu (T) constitue la grandeur de référence à partir de laquelle sont calculées les autres grandeurs de protection : la dose équivalente à un organe et la dose efficace, relative au corps entier.

3.3.2 Facteur de pondération pour le rayonnement w_R et dose équivalente dans un organe ou un tissu

La dose absorbée à l'organe n'est pas suffisante pour caractériser la nocivité d'un rayonnement. En effet, pour une même dose absorbée, nous avons montré au chapitre 2 que des rayonnements à fort TLE ont une plus grande probabilité de générer un détriment biologique et ce au travers de l'EBR. Aussi, pour prendre en compte cette « qualité du rayonnement », la CIPR 60 [11] a introduit des facteurs modificateurs (w_R) s'appliquant à la dose absorbée dans un tissu ou un organe et fondés sur le type et la qualité du champ de rayonnement.

De fait, il existe une correspondance directe entre l'EBR du rayonnement à l'énergie considérée et la valeur de ce facteur de pondération w_R .

Pour prendre en compte cette « typologie » du rayonnement, la CIPR [11] a ainsi introduit une grandeur sanitaire appelée : « dose équivalente », $H_{T,R}$ dans un tissu ou un organe T due à un rayonnement R et donnée par la relation (3.3).

$$H_{T,R} = w_R D_{T,R} \quad (3.3)$$

Lorsque le champ de rayonnement est composé de rayonnements de types et d'énergies ayant des valeurs de w_R différentes, la dose absorbée doit être en conséquence subdivisée en différentes tranches de doses, lesquelles sont multipliées par leur propre valeur de w_R et sont additionnées pour déterminer la dose équivalente totale selon (3.4).

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (3.4)$$

Si dans le système SI l'équation aux dimensions aboutit au joule par kilogramme (J/kg), l'unité attribuée à cette grandeur est le sievert (Sv).

À ce stade, il convient de noter le passage d'une grandeur purement physique D_T à cette grandeur de type sanitaire. Les valeurs du coefficient de pondération w_R prescrites dans la CIPR 60 [11] sont données dans le tableau 3.1.

| Type et domaine énergie | Facteur de pondération pour le rayonnement, w_R |
|---|---|
| Photons toutes énergies | 1 |
| Électrons et muons toutes énergies | 1 |
| Neutrons énergie < 10 keV | 5 |
| Neutrons énergie entre 10 et 100 keV | 10 |
| Neutrons énergie de 100 keV à 2 MeV | 20 |
| Neutrons énergie de 2 à 20 MeV | 10 |
| Neutrons énergie > 20 MeV | 5 |
| Protons, autres que protons de recul, énergie > 2 MeV | 5 |
| Particules alpha, fragments de fission, noyaux lourds | 20 |

Tableau 3.1 – Valeur du facteur de pondération pour le rayonnement w_R [11].

Le choix du facteur de pondération est directement relié à la valeur de l'EBR maximale pour le rayonnement considéré (cette valeur est obtenue pour l'exposition d'un certain type de cellule, soumise à une valeur de dose particulière et un débit de dose particulier, comme montré au chapitre 1).

En effet, bien que l'EBR varie avec la dose et le débit de dose, on ne peut pas en pratique quotidienne de la radioprotection changer sa valeur en fonction de la dose. Il est donc apparu nécessaire de choisir des valeurs fixes pour chaque type de rayonnement basées sur celles de l'EBR maximale dans la gamme de doses et pour les effets biologiques considérés en radioprotection. Cette même démarche, nous le verrons, conduit à la définition d'une grandeur intermédiaire appelée « facteur de qualité Q » pour la caractérisation des grandeurs opérationnelles.

À noter que pour un rayonnement dont les caractéristiques ne répondent pas à celles du tableau 3.1, la valeur w_R doit être calculée à partir de la valeur d'un facteur de qualité moyen \bar{Q} que nous définirons ultérieurement dans la partie de ce chapitre relative aux grandeurs opérationnelles.

Enfin, ajoutons que la CIPR 60 [11] propose également un facteur de pondération pour les neutrons sur la base d'une expression analytique faisant intervenir l'énergie des neutrons E_n et définie selon l'expression (3.5).

$$w_R(E_n) = 5 + 17 \exp \left[\frac{-(\ln(2E_n))^2}{6} \right] \tag{3.5}$$

Pour la France, cette formulation est préconisée dans l'arrêté du 1^{er} septembre 2003 [1].

3.3.3 Facteur de pondération pour les tissus, la dose efficace

La relation entre la probabilité d'effets stochastiques (probabilité d'apparition d'un cancer) et la dose équivalente varie aussi en fonction de l'organe ou du tissu irradié. Il est donc approprié de définir un facteur supplémentaire, couplé à la dose équivalente, pour intégrer la « radiosensibilité » de chaque organe vis-à-vis du détrimement sanitaire total dû aux effets qui résulteraient de l'irradiation uniforme de tout le corps.

Ce facteur par lequel la dose équivalente dans le tissu ou l'organe T est pondérée est nommé : « facteur de pondération pour les tissus » (w_T). La somme de doses équivalentes pondérées exprimée par l'expression (3.6) est appelée « dose efficace » et notée E . Son unité est également le sievert (Sv).

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \tag{3.6}$$

Les valeurs recommandées par la CIPR 60 [11] pour les facteurs de pondération sont données dans le tableau 3.2.

| Tissu ou organe | Facteur de pondération pour les tissus, w_T | Tissu ou organe | Facteur de pondération pour les tissus, w_T |
|------------------------|---|-----------------|---|
| Gonades | 0,2 | Foie | 0,05 |
| Moelle osseuse (rouge) | 0,12 | Œsophage | 0,05 |
| Colon | 0,12 | Thyroïde | 0,05 |
| Poumons | 0,12 | Peau | 0,01 |
| Estomac | 0,12 | Surface des os | 0,01 |
| Vessie | 0,05 | Autres | 0,05 |
| Sein | 0,05 | | |

Tableau 3.2 – Valeur du facteur de pondération pour les tissus w_T , adaptée de [11].

Le lecteur remarquera que la somme des facteurs de pondération pour les tissus w_T de chaque organe vaut 1. Pour illustrer une conséquence instantanée de cette particularité, considérons une personne uniformément exposée sur la totalité du corps à un rayonnement fortement pénétrant, offrant peu d'atténuation dans le corps humain. Nous pouvons postuler que chacun des organes est alors soumis à une même valeur de dose moyenne à l'organe D_T . En outre, si le champ de rayonnement est exclusivement composé de photons, le facteur de pondération du rayonnement w_R vaut 1 et la dose équivalente H_T à chaque organe vaut cette valeur de dose moyenne D_T . Finalement, comme la somme des facteurs de pondération w_T est égale à 1, la dose efficace E vaut à son tour D_T . Ainsi, pour un rayonnement fortement pénétrant, dont le $w_R = 1$, nous pouvons approximer la dose efficace par la dose à l'organe quel que soit l'organe.

$$E \cong \sum_T w_T D_T = D_T \sum_T w_T = D_T \quad \forall T \quad (3.7)$$

Pour ce cas précis, il y a correspondance directe entre la grandeur physique et la grandeur sanitaire : 1 gray est sensiblement égal à 1 sievert. En conséquence, dans la pratique, lorsqu'un opérateur effectue une mesure dans un champ homogène de photons de haute énergie avec un appareil étalonné en dose absorbée dans les tissus (Gy), il estime de façon assez précise la dose efficace (Sv).

Ajoutons que l'on associe communément le terme de « dose corps entier » à la grandeur dose efficace, même si cette appellation n'existe pour l'heure dans aucun référentiel normatif.

Notons que cette démonstration triviale est totalement erronée pour des rayonnements dont le $w_R \neq 1$ ou faiblement pénétrants. En effet, ces derniers sont alors fortement atténués et la dissymétrie de position des organes dans le corps (situés en majorité vers l'avant de ce dernier) induit une dose équivalente substantiellement différente d'un organe à l'autre.

Enfin, *a contrario*, la dose absorbée moyenne à un organe D_T peut ne refléter en rien la dose efficace E , voire constituer une source de confusion pour des personnes non avisées, en particulier dans les contextes de radiothérapie liés au traitement de cancers et d'incidents ou accidents radiologiques.

En effet, en radiothérapie, la dose moyenne délivrée à l'organe hôte d'une tumeur, après exposition localisée, n'est absolument pas représentative de la dose corps entier ; tous les organes ne subissent pas la même exposition, voire aucune pour certains. Toutefois, en affectant le facteur de pondération w_T *ad hoc* à l'organe cible, ainsi qu'à ceux situés en périphérie ayant subi une irradiation « collatérale », il est possible d'estimer la dose efficace imputable à cet acte médical. La dose efficace qui en résulte est en pratique très inférieure, en valeur absolue, à la dose moyenne délivrée à l'organe cible. Cette distinction peut être extrapolée aux accidents ou incidents radiologiques : une dose localisée de 10 Gy au niveau de la couche basale de la peau lors d'une exposition accidentelle n'est absolument pas représentative de la dose corps entier, en

particulier si celle-ci est provoquée par des rayonnements faiblement pénétrants (e.g. rayonnements β).

Si l'ensemble des grandeurs de protection et les valeurs de coefficients de pondération radiologiques et des tissus sont actuellement fondés sur ceux établis dans la CIPR 60 [11], ces derniers sont susceptibles d'être modifiés, en particulier au fil des nouvelles publications de la CIPR. Les recommandations des publications 103 [14] et 116 [50] de cette commission pourraient, à moyen terme, être intégrées dans la réglementation (cf. § 3.9). Ainsi, comme pour toute législation liée à la sécurité, il y a lieu de maintenir une veille réglementaire afin d'intégrer le cas échéant les nouvelles prescriptions.

3.3.4 Quantification des risques pour les effets stochastiques

La CIPR 60 [11] et plus récemment la CIPR 103 [14] proposent un certain nombre de données reliant les niveaux de dose efficace E à la probabilité d'occurrence de cancer, en particulier pour un contexte de doses faibles et moyennes. Ces informations émanent pour une grande part du retour d'expérience des conséquences des explosions d'Hiroshima et Nagasaki.

Le taux de cancers induits par l'irradiation d'une population à 1 mSv est d'environ 4 cas pour 100 000, soit une probabilité d'occurrence de $4 \cdot 10^{-5}$.

Le deuxième effet susceptible de se produire, même si pour l'heure il n'a jamais été observé, est l'induction de malformations dans la descendance de la personne irradiée, que l'on qualifie « d'effet héréditaire ». On admet que le risque de mutation génétique conduisant à cet effet est de 1 cas pour 100 000 parents exposés à une dose de 1 mSv. Ce qui correspond cette fois à une probabilité de 10^{-5} .

Par exemple, en France, en sachant que le niveau d'exposition moyen naturel et médical (examens médicaux) sont respectivement de 2,4 mSv et 1,3 mSv [5] pour une population de 60 millions d'habitants, on peut estimer que 7500 et 3000 cancers sur les 120 000 recensés chaque année sont imputables à ces expositions, sans pour autant être en capacité de le prouver. En effet, il est difficile de démêler ces effets de ceux imputables à d'autres types d'agressions comme celle de l'exposition aux produits chimiques par exemple.

Bien que l'on admette qu'il n'y ait pas de seuil à l'occurrence de ces effets, aucune identification de ces pathologies n'a été faite en deçà d'une dose efficace de 100 mSv délivrée avec un fort débit de dose.

3.3.5 Limites recommandées pour l'exposition radiologique

Dans sa publication 60 [11], la CIPR juge de l'acceptabilité du risque radio-induit de façon absolue et non plus en comparaison avec d'autres types de

risques difficilement comparables. Ainsi, comme nous l'avons vu, en se basant sur un risque de cancer mortel de 4 % par sievert pour les travailleurs (18 à 65 ans) et de 5 % par sievert pour la population (tous âges confondus), la CIPR juge que le maximum tolérable sur la vie entière est de 1 sievert pour les travailleurs et de 70 mSv pour les personnes du public. Les limites annuelles de dose en sont déduites : soit 20 mSv pour les premiers (avec dépassement autorisé jusqu'à 50 mSv une année, dans la mesure où la moyenne sur 5 ans ne dépasse pas 20 mSv par an) et de 1 mSv pour les seconds.

Le législateur a repris ces recommandations ainsi que d'autres dans le code du travail [16]. Le tableau 3.3 synthétise l'ensemble des limites d'exposition fixé dans ce code.

| Type d'exposition | Type de grandeur | Limite travailleur cat. A ¹ | Travailleur cat. B ¹ | Limite travailleur non exposé ¹ |
|---------------------------------------|----------------------------|--|---------------------------------|--|
| Corps entier | Dose efficace E | 20 mSv par an | 6 mSv par an | 1 mSv par an ³ |
| Mains, avant-bras, pieds et chevilles | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 500 mSv par an | 150 mSv par an | 50 mSv par an |
| Peau | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 500 mSv par an ² | 150 mSv par an ² | 50 mSv par an ^{2, 3} |
| Cristallin | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 150 mSv par an | 45 mSv par an | 15 mSv par an ³ |

¹ Douze mois consécutifs.

² Cette limite s'applique à la dose moyenne sur toute surface de 1 cm² quelle que soit la surface exposée.

³ Ces limites sont reprises pour les personnes du public dans le code de la santé publique.

Tableau 3.3 – Limite d'exposition des travailleurs du code du travail [16].

Nous noterons, d'une part, qu'une distinction est faite, en fonction du niveau d'exposition, pour deux catégories de travailleurs A et B et, d'autre part, que les limites des travailleurs non exposés sont de fait équivalentes à celles applicables au public.

Ajoutons que ces limites s'appliquent pour le cumul des voies d'atteintes : exposition externe et interne. Pour l'exposition interne, qui n'est pas traitée dans cet ouvrage, il existe des coefficients nommés « DPUI – dose par unité d'incorporation » dont l'unité est le Sv/Bq, qui relie la quantité de radioélément inhalée ou ingérée (Bq) au risque stochastique corps entier (Sv) liée à ce type de voie d'atteinte.

Par ailleurs, la grandeur de protection sur laquelle sont fixées les limites d'exposition dans le cas des extrémités – mains, peau... – est la dose équivalente à l'organe. Il convient de s'attarder sur cette spécification et en particulier lorsqu'elle s'applique à la peau.

Le lecteur observera que l'on retrouve la valeur de 500 mSv du seuil des effets déterministes et qu'il y a lieu de considérer de fait, cette fois, la limite

prescrite comme acceptable vis-à-vis, non pas des effets stochastiques, mais des syndromes d'irradiation aiguë (par exemple, l'érythème dans le cas de la peau).

Dans le cas de la peau, cette approche est accompagnée de l'obligation de comparer cette valeur limite à la zone de 1 cm^2 de peau la plus exposée et non pas à la surface de 2 m^2 de peau caractérisant le tissu « peau » qui recouvre l'organisme dans le calcul de la dose équivalente à la peau. Ce calcul intermédiaire intervenant, rappelons-le, lors de la détermination de la dose efficace pour le corps entier E .

3.3.6 Calcul des grandeurs de protection

Une caractéristique fondamentale des grandeurs de protection réside dans le fait qu'elles sont uniquement accessibles par calcul. Cette spécificité pose d'emblée le problème de la mesure, en particulier dès lors que les limites d'exposition sont fondées sur ces grandeurs calculées. Nous verrons ultérieurement que les physiciens de l'ICRU ont pallié cette relative incohérence, en proposant des grandeurs opérationnelles mesurables.

Pour l'heure, attardons-nous sur les différentes hypothèses et techniques permettant de calculer les grandeurs de protection.

Géométries d'irradiation

Dans la réalité, en cas d'irradiation, le corps humain peut être soumis à des rayonnements provenant de toutes les directions. Conventionnellement, un certain nombre de géométries d'irradiation ont été retenues pour pouvoir effectuer les calculs théoriques nécessaires afin de déterminer la grandeur de référence qui est la dose absorbée moyenne à l'organe ou au tissu. Notons que, les organes dans un corps humain n'étant pas disposés de façon symétrique (la moelle osseuse est plus près du dos que de la face et inversement pour les gonades), il est clair que si un individu est exposé de face (géométrie antéropostérieure ou AP selon la CIPR 74 [12]), de dos (postéro-antérieure ou PA) ou de côté (latéral ou LAT avec deux sous-catégories suivant que l'exposition est à gauche LLAT ou à droite RLAT du corps), pour des rayonnements peu pénétrants (fortement atténués par le corps humain) les doses moyennes aux organes et par conséquent les doses équivalentes vont significativement différer.

D'une façon générale, nous retiendrons que les organes sont, de fait, situés préférentiellement vers l'avant. L'irradiation en géométrie antéropostérieure est donc en première approche plus « exposante » que son opposée postéro-antérieure.

Dans tous les cas, pour les différentes géométries d'irradiation, on considérera un faisceau incident large et homogène. Les géométries préconisées par la CIPR sont au nombre de six :

- géométrie antéropostérieure (AP) : le faisceau incident est orthogonal à l'axe du corps et pénètre par l'avant du corps ;

- géométrie postéro-antérieure (PA) : le faisceau incident est orthogonal à l'axe du corps et pénètre par l'arrière du corps ;
- géométrie latérale (LAT) : le faisceau incident est orthogonal à l'axe du corps et pénètre par le côté droit du corps (RLAT) ou par le côté gauche du corps (LLAT) ;
- géométrie rotationnelle (ROT) : le faisceau incident est orthogonal à l'axe du corps qui tourne sur lui-même avec une vitesse uniforme ;
- géométrie isotrope (ISO) : la distribution du rayonnement est la même dans toutes les directions.

La figure 3.1 donne ces différentes configurations d'irradiation.

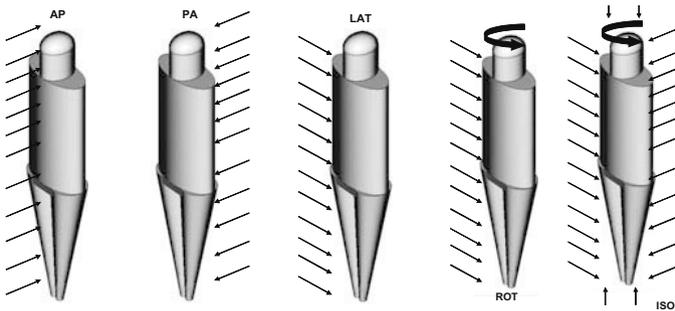


Figure 3.1 – Géométries d'irradiation pour le calcul de la dose efficace.

Techniques de calcul des grandeurs de protection

Comme nous l'avons précédemment mentionné, la dose efficace E et la dose équivalente à l'organe H_T sont accessibles par calcul et non par mesure. Pour accéder à ces deux grandeurs sanitaires, il est donc nécessaire de déterminer, en premier lieu, la grandeur de référence que constitue la dose absorbée moyenne aux organes D_T pour chaque organe ou tissu (T).

Initialement, cette grandeur était déterminée au moyen d'un fantôme solide en matériaux équivalent-tissu, calqué sur une conformation humaine standard, dans lequel étaient incorporés des dosimètres (e.g. Fli) aux différents volumes de matériaux d'équivalent-tissu reconstituant chaque organe. Le fantôme était alors soumis aux différentes géométries d'irradiation décrites plus haut. Une moyenne pondérée rapportée à la masse de l'organe considéré permettait l'obtention de la dose absorbée moyenne à l'organe D_T . Cette méthode présentait l'inconvénient d'estimer la dose absorbée moyenne de façon plus ou moins performante selon le nombre et la localisation des dosimètres incorporés, et ce pour un dispositif expérimental des plus contraignants.

Depuis quelques années, le fantôme anthropomorphe virtuel (MIRD), appelé aussi fantôme mathématique, modélisé dans des codes de calcul de type Monte-Carlo s'est substitué à ce mode opératoire. Cette méthode de calcul faisant intervenir des tirages aléatoires de particules permet de simuler le transport des particules dans un milieu donné, en l'espèce dans les tissus humains. La dose absorbée moyenne des différents organes est obtenue rigoureusement.

sement au moyen d'un estimateur statistique approprié (cf. chapitre 6). Le modèle de fantôme utilisé est simplifié, composé de formes géométriques simples, ce qui pour autant n'induit pas d'écarts significatifs sur les grandeurs dosimétriques recherchées, par rapport à une représentation exacte du corps humain.

À noter, qu'il existe deux fantômes MIRD : l'un masculin (ADAM) et le second féminin (EVA). La figure 3.2a donne une représentation d'un fantôme mathématique (MIRD) telle qu'utilisé pour les calculs des grandeurs de protection par la CIPR et donc source des résultats fournis dans la publication 74 de la CIPR [12].

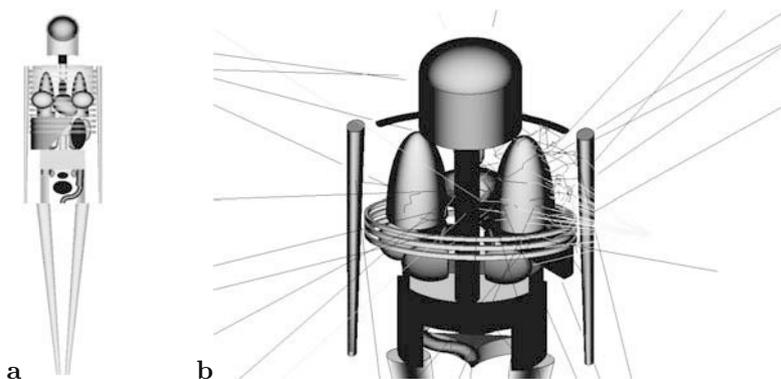


Figure 3.2 – a) Vue d'un fantôme anthropomorphe de type MIRD (défini dans la CIPR). b) Calcul de type Monte-Carlo avec matérialisation de la trajectoire des particules transportées [2].

La figure 3.2b montre la matérialisation de la trajectoire des particules tirées par une source ponctuelle, ainsi que celles diffusées dans le fantôme lors d'un calcul Monte-Carlo avec fantôme MIRD. Pour les calculs des doses moyennes à l'organe, les différentes géométries présentées plus haut sont modélisées ; outre des sources ponctuelles, il est en effet possible de simuler des sources planes d'émission unidirectionnelles de particules, ainsi que des sources volumiques (cf. chapitre 6). À noter que la publication 116 de la CIPR [50] modifie la géométrie des fantômes en préconisant des fantômes « voxelisés » (cf. § 3.4.6 et 3.9).

Cas particulier du calcul de la dose équivalente à la peau

Attardons-nous un instant sur le cas particulier du modèle de calcul de la dose équivalente à la peau, selon que celle-ci est déterminée dans un contexte global de calcul de dose efficace – relative au corps entier – ou dans le contexte isolé de l'exposition aux extrémités.

Pour le calcul de la dose efficace, le tissu « peau » est caractérisé par une surface d'environ 2 m^2 dans le fantôme anthropomorphe MIRD. Pour l'épaisseur de ce dernier, l'approche de Shultz et Zoetellief [46], retenue par la

publication 74 de la CIPR [12], préconise une épaisseur de « peau sensible » de 0,193 cm comprise entre les profondeurs de 0,007 cm (70 μm) et 0,2 cm. En amont des 70 μm , le modèle spécifie la présence d'une épaisseur de « peau morte ». Ces deux épaisseurs présentent une même densité de 1,105. En aval de l'épaisseur de « peau sensible » est accolée une couche de « tissus mous » de 2 cm dont la fonction essentielle consiste à prendre en compte les rétrodiffusions de rayonnements dans le cas des électrons et des neutrons ; sa densité est de 0,987. La figure 3.3 proposée, illustre ce modèle.

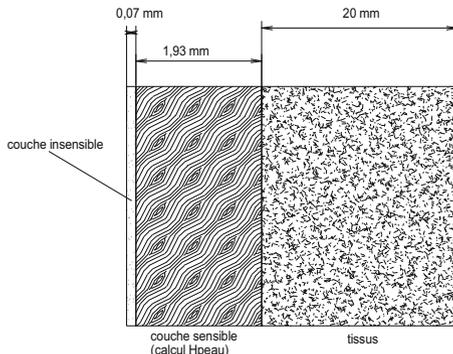


Figure 3.3 – Modèle de la peau dans le fantôme MIRD pour le calcul de la dose équivalente à la peau H_{peau} retenu par la CIPR 74.

Ainsi, on peut grossièrement calculer la masse totale de ce tissu m_T , donnée nécessaire au calcul de la dose absorbée à l'organe D_T de l'expression (3.2) comme suit :

$$m_T = m_{\text{peau}} = (\rho V)_{\text{peau sensible}} = (\rho x S)_{\text{peau sensible}} \cong 1,105 \times 0,193 \times 2 \cdot 10^4 \cong 4 \text{ kg}$$

avec x l'épaisseur de « peau sensible » et S la surface couverte par cette dernière. En obtenant par calcul l'énergie totale déposée à la peau $E_{T,\text{peau}}$ et moyennant la connaissance du facteur de pondération du rayonnement w_R , on en déduit la dose équivalente à la peau H_{peau} . Par exemple, pour des photons $w_R = 1$ et pour un estimateur statistique approprié donnant une énergie déposée dans ce volume de peau de 0,2 joule à l'issue du calcul Monte-Carlo, on obtiendrait le résultat suivant :

$$H_{\text{peau}} = w_R (\gamma) D_{\text{peau}} = w_R (\gamma) \left(\frac{E_{T,\text{peau}}}{m_{\text{peau}}} \right)_{\gamma} = 1 \times \left(\frac{0,2}{4} \right) = 0,05 \text{ Sv}$$

Par suite, en pondérant ce résultat par le facteur de pondération du tissu « peau » : $w_{\text{peau}} = 0,01$ issu du tableau 3.2, on déduit la quote-part de la dose équivalente à la peau au calcul de la dose efficace E , soit :

$$w_{\text{peau}} H_{\text{peau}} = 0,01 \times 0,05 = 0,5 \text{ mSv}$$

Pour le second contexte lié à l'exposition aux extrémités, l'approche est sensiblement différente. Comme précisé dans le tableau 3.3, la limite fixée sur l'exposition à la peau correspond à la valeur seuil de la dose équivalente à

partir de laquelle les effets déterministes apparaissent, soit : 500 mSv. Il s'agit cette fois de considérer la zone la plus exposée de la peau pour prévenir non pas les risques stochastiques, mais déterministes liés à l'exposition intensive de la peau (érythèmes, pigmentation...). Cette zone d'exposition maximale ne pouvant pratiquement pas être déterminée de façon ponctuelle, une surface d'exposition maximale de 1 cm² assimilable à une isovaleur topologique a été adoptée comme schématisée dans la figure 3.4.



Figure 3.4 – Illustration de la zone de plus forte exposition pour le calcul de la dose équivalente à l'organe H_{peau} dans le contexte de l'exposition aux extrémités.

Ce calcul est également réalisé au moyen d'un code de transport de type Monte-Carlo, mais peut être également approché de façon analytique selon l'expression (3.8) d'après Bourgois [6], moyennant les hypothèses d'une surface contaminée homogène et supérieure à 1 cm².

$$H_{\text{peau}} = \frac{w_R}{0,193} \int_{0,007}^{0,2} D(x) dx \tag{3.8}$$

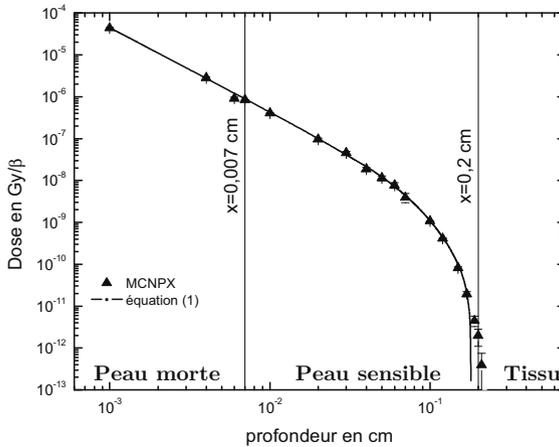


Figure 3.5 – Profil de la dose absorbée ponctuelle $D_i(x)$ dans la zone de « peau sensible » du modèle de Shultz et Zoetelief [46] obtenu par calcul Monte-Carlo MCNPX et par calcul analytique, pour les rayonnements β^+ d'une source ponctuelle de ¹⁸F, d'après [6], avec l'autorisation de EDP Sciences.

Avec $D_t(x)$ la dose absorbée « ponctuelle » sous une épaisseur x de peau. Au chapitre 2, nous avons établi des expressions analytiques : théoriques dans le cas des photons, neutrons et électrons mono-énergétiques et semi-empiriques dans le cas d'une exposition aux rayonnements β , permettant de caractériser la distribution de dose absorbée en profondeur. Bourgois [6] donne spécifiquement un profil de dose pour les rayonnements β^+ d'une source ponctuelle de ^{18}F située au contact de la « peau morte » (figure 3.5), dans les différentes zones de tissu du modèle de Shultz et Zoetellief [46] calculé de deux façons : au moyen du code Monte-Carlo MCNPX et au moyen de la fonction de dose semi-empirique de Cross [15], décrite au chapitre 2.

Facteurs de conversion

Dès lors que le calcul de la dose absorbée moyenne aux organes est rendu possible par la méthode de calcul Monte-Carlo décrite plus haut, il devient pertinent de définir des coefficients de conversion permettant le passage de grandeurs physiques caractéristiques du champ de rayonnement que l'on peut mesurer : K_a , Φ ... à cette dose moyenne à l'organe.

Ainsi, pour chaque type de rayonnement externe (photons et neutrons), pour chaque organe radiosensible (tableau 3.2), pour chaque géométrie d'irradiation et en fonction de l'énergie du rayonnement incident, le calcul théorique a déterminé un coefficient de conversion qui est le quotient de la grandeur de référence D_T par une grandeur physique caractéristique du faisceau en présence.

La grandeur physique caractéristique pour les photons est de type dosimétrique : le kerma dans l'air (défini au chapitre 1) ; le coefficient de conversion « kerma dans l'air-dose moyenne à l'organe » s'exprime sous la forme: $(D_T/K_a)_E$ en Gy/Gy, à l'énergie E donnée. La figure 3.6 donne les courbes de ce coefficient de conversion « kerma dans l'air – dose moyenne à l'organe ».

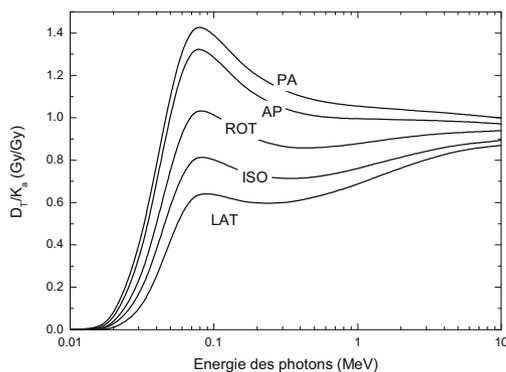


Figure 3.6 – Coefficient de conversion « kerma dans l'air – dose moyenne à l'organe » pour les poumons (*lung*), en fonction de l'énergie des photons, pour toutes les géométries d'irradiation, calculé au moyen du code Monte-Carlo sur le fantôme anthropomorphique (MIRD), d'après les données de [12].

La fluence neutronique constitue cette grandeur de passage pour les neutrons ; le coefficient de conversion s'exprime sous la forme : D_T/Φ en $\text{pGy}\cdot\text{cm}^2$, à l'énergie E donnée. La figure 3.7 donne les courbes de ce coefficient de conversion en fonction de l'énergie des neutrons.

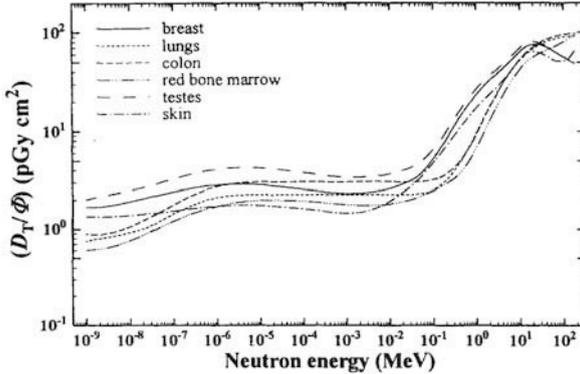


Figure 3.7 – Coefficient de conversion « fluence-dose moyenne à l'organe » en fonction de l'énergie des neutrons, en géométrie d'irradiation antéropostérieure, calculé au moyen du code Monte-Carlo sur le fantôme anthropomorphe (MIRD), d'après [12], avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

Rappelons qu'en plus d'être mesurable, pour des cas simples relatifs à des rayonnements monoénergétiques, le kerma dans l'air pour les photons et la fluence neutronique sont accessibles par calcul (cf. chapitres 1 et 2).

Pour procéder à la détermination de ces coefficients de conversion « grandeur caractéristique-dose moyenne à l'organe » il est donc nécessaire de connaître les caractéristiques des rayonnements incidents ; le champ de rayonnement est idéalisé, donc considéré comme homogène au niveau de l'organe considéré. Notons que cette hypothèse est réaliste pour des rayonnements fortement pénétrants, mais moins fiable dès lors que ces derniers sont faiblement pénétrants (énergie du rayonnement moins importante). On détermine ensuite, par calcul, pour chacune des énergies, la fluence et le kerma dans l'air au niveau d'un « point milieu » situé au centre barycentrique du fantôme, représentatif du champ de rayonnement traversant l'ensemble de l'organisme. En lieu et place de ce « point milieu », on dispose alors le fantôme mathématique. Le calcul de la dose absorbée moyenne aux différents organes est réalisé au moyen d'un calcul Monte-Carlo. Le coefficient de conversion est finalement le quotient de cette valeur calculée sur la grandeur caractéristique du faisceau « au point milieu » en l'absence de fantôme, comme montré dans le schéma de la figure 3.8.

Ainsi, désormais, connaissant la grandeur physique caractéristique du champ de rayonnement, on détermine spontanément la valeur de la dose moyenne D_T à l'organe T considéré, en utilisant le facteur de conversion adéquat.

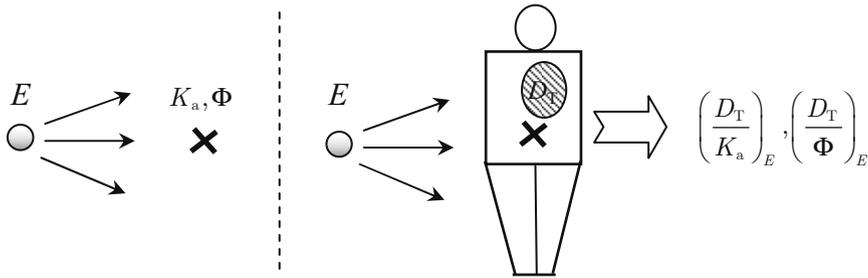


Figure 3.8 – Schéma de principe du calcul des coefficients de conversion pour une source de particules d'énergie E .

À noter qu'en ce qui concerne les électrons monoénergétiques, le facteur de conversion donne le quotient de la dose moyenne D_T par la fluence électronique, pour chaque organe radiosensible et en fonction de l'énergie des électrons incidents pour une seule géométrie : la géométrie AP. On considère en effet qu'en raison d'un faible pouvoir de pénétration, seule cette géométrie est pertinente pour la détermination de la grandeur de référence.

Pour la détermination des deux autres grandeurs de protection qui en découlent (dose équivalente à l'organe H_T et dose efficace E), une fois la dose absorbée moyenne calculée pour chacun des organes, leurs obtentions deviennent triviales. L'ensemble de ces coefficients de conversion sont accessibles dans la CIPR 74.

Calcul des grandeurs de protection à partir des facteurs de conversion de la CIPR 74 [12]

À titre d'exemple, considérons le cas trivial d'un champ photonique en exposition AP, caractérisé par une fluence monoénergétique $\Phi_\gamma = 2 \cdot 10^6 \text{ (}\gamma\text{)} \cdot \text{cm}^{-2}$ d'énergie $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$. La CIPR 74 fournit l'ensemble des coefficients de conversion $(D_T/K_a)_{E_\gamma}$ « kerma dans l'air-dose moyenne à l'organe » pour chaque organe et à l'énergie du photon considéré. À ce stade, on pourrait tout à fait calculer le kerma dans l'air, au point de calcul provoqué par la fluence Φ_γ pour les photons de 1 MeV (cf. chapitre 2). Cela étant, cette même CIPR 74 fournit les facteurs permettant instantanément de passer du kerma dans l'air à la fluence en un point $(K_a/\Phi)_{E_\gamma}$; ces derniers ont été calculés au chapitre 2. On en déduit donc la valeur de la dose moyenne à l'organe, à partir de la fluence du champ de rayonnement dans chacun des organes selon le produit (3.9).

$$\left(\frac{D_T}{K_a}\right)_{E_\gamma} \cdot \left(\frac{K_a}{\Phi}\right)_{E_\gamma} = \left(\frac{D_T}{\Phi}\right)_{E_\gamma} \Rightarrow D_T = \left(\frac{D_T}{\Phi}\right)_{E_\gamma} \Phi(E_\gamma) \quad (3.9)$$

Le tableau 3.4 donne pour chaque organe la dose absorbée moyenne calculée avec les hypothèses d'énergie et de fluence de cet exemple.

| Organe | D_T/Φ (pGy/cm ²) | D_T (μGy) | Organe | D_T/Φ (pGy/cm ²) | D_T (μGy) |
|---------|--------------------------------------|----------------|-----------------|--------------------------------------|----------------|
| Gonades | 4,65 | 9,30 | Foie | 4,42 | 8,84 |
| Moelle | 3,47 | 6,94 | Œsophage | 3,69 | 7,37 |
| Colon | 4,45 | 8,91 | Thyroïde | 5,49 | 1,10 |
| Poumons | 4,39 | 8,78 | Peau | 4,29 | 8,57 |
| Estomac | 4,73 | 9,46 | Surface de l'os | 3,82 | 7,64 |
| Vessie | 4,78 | 9,56 | Reste du corps | 4,02 | 8,04 |
| Seins | 4,95 | 9,90 | | | |

Tableau 3.4 – Calcul des doses absorbées moyennes aux organes à partir des coefficients de conversion « fluence-dose absorbée moyenne à l'organe » issus de la CIPR 74 [12], pour des photons d'énergie 1 MeV et une fluence de $2 \cdot 10^6$ (γ)·cm⁻².

Ensuite, les doses équivalentes de chaque organe et, *in fine*, la dose efficace pour les mêmes caractéristiques de faisceau incident sont obtenues selon les expressions (3.4) et (3.6). En l'espèce, pour les photons et quelle que soit leur énergie, le facteur de pondération w_R est de 1. Les facteurs de pondération tissulaires pour chaque organe sont fournis dans le tableau 3.2.

Le tableau 3.5 donne pour notre exemple les doses équivalentes aux organes, le coefficient de pondération tissulaire w_T , ainsi que le produit de ces deux derniers.

| Organe | D_T (μGy) | H_T (μSv) | w_T | $H_T w_T$ (μSv) |
|-----------------|-------------|-------------|-------|-----------------|
| Gonades | 9,30 | 9,30 | 0,20 | 1,86 |
| Moelle osseuse | 6,94 | 6,94 | 0,12 | 0,83 |
| Colon | 8,91 | 8,91 | 0,12 | 1,07 |
| Poumon | 8,78 | 8,78 | 0,12 | 1,05 |
| Estomac | 9,46 | 9,46 | 0,12 | 1,14 |
| Vessie | 9,56 | 9,56 | 0,05 | 0,48 |
| Seins | 9,90 | 9,90 | 0,05 | 0,50 |
| Foie | 8,84 | 8,84 | 0,05 | 0,44 |
| Œsophage | 7,37 | 7,37 | 0,05 | 0,37 |
| Thyroïde | 1,10 | 1,10 | 0,05 | 0,55 |
| Peau | 8,57 | 8,57 | 0,01 | 0,09 |
| Surface de l'os | 7,64 | 7,64 | 0,01 | 0,08 |
| Reste du corps | 8,04 | 8,04 | 0,05 | 0,40 |

Tableau 3.5 – Calcul des doses équivalentes aux organes H_T à partir des résultats de calcul des doses absorbées moyennes aux organes D_T , du produit $H_T w_T$ pour des photons d'énergie 1 MeV et une fluence de $2 \cdot 10^6$ (γ)·cm⁻².

On obtient finalement, en sommant l'ensemble des produits de la colonne de droite, la dose efficace pour les conditions d'irradiation données :

$$E = \sum_{\text{organe}} w_T H_T = 8 \mu\text{Sv}$$

En raison de cette obtention quasi immédiate des doses équivalentes aux organes et de la dose efficace à partir de la connaissance des doses moyennes aux organes, les coefficients de conversion relatifs à ces deux types de grandeurs sont également accessibles dans la CIPR 74 [12]. Les figures 3.9 et 3.10 donnent les rapports de la dose efficace par rapport au kerma dans l'air (Sv/Gy) pour les photons et de la dose efficace par rapport à la fluence (pSv·cm²) pour les neutrons et ceci pour les différentes géométries d'irradiation.

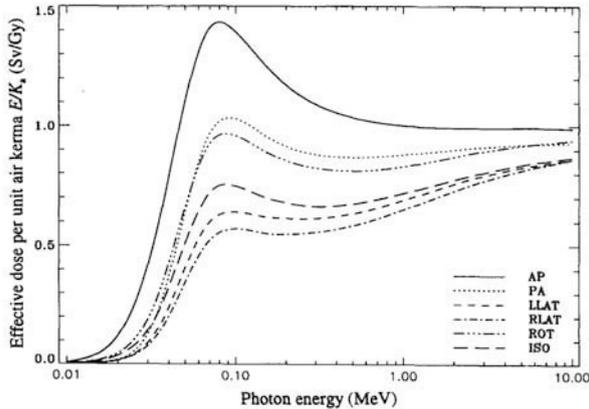


Figure 3.9 – Dose efficace E par rapport au kerma dans l'air (K_{air}) pour les différentes géométries d'irradiation en fonction de l'énergie des photons. D'après [12], avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

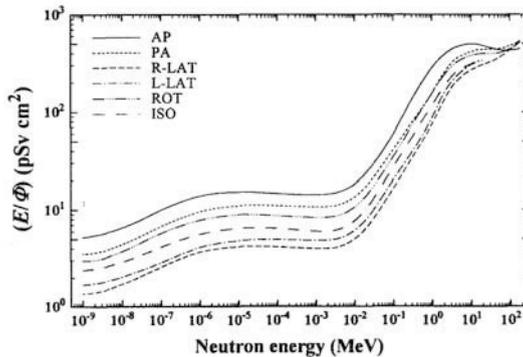


Figure 3.10 – Dose efficace E par rapport à la fluence Φ pour les différentes géométries d'irradiation en fonction de l'énergie des neutrons. D'après [12], avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

Pour les deux types de rayonnements, c'est en géométrie antépostérieure (AP) que ce rapport est le plus élevé. Cette géométrie est la plus pénalisante vis-à-vis d'une irradiation, car les organes critiques sont situés, pour la plupart d'entre eux, à l'avant du corps.

Notons que dans la CIPR 74 l'ensemble des données relatives aux facteurs de conversion sont tabulées, ce qui permet d'accéder plus facilement aux valeurs des coefficients.

Si nous revenons à l'exemple précédent, il est donc de fait possible d'obtenir immédiatement la dose efficace E sans passer par les étapes précédentes. Ainsi, pour une énergie de 1 MeV, en utilisant la composition de facteurs précédente : $(E/K_a)(K_a/\Phi)_{E\gamma}$, on obtient la dose efficace, au moyen d'un calcul unique, comme suit :

$$E = \left(\left(\frac{E}{K_{\text{air}}} \right) \left(\frac{K_{\text{air}}}{\Phi} \right) \Phi \right)_{1 \text{ MeV}}$$

$$= 1,003 \text{ Sv/Gy} \times 4,11 \cdot 10^{-12} \text{ Gy} \cdot \text{cm}^2 \times 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \approx 8,2 \text{ } \mu\text{Sv}$$

On retombe ainsi sensiblement sur la valeur précédente. On remarquera que dans ce contexte d'exposition à un rayonnement fortement pénétrant, le développement exprimé par (3.7) est clairement vérifié ; en effet, D_T moyenné sur l'ensemble des organes vaut environ 8 μGy et comme $w_R = 1$:

$$E \cong D_T = 8 \text{ } \mu\text{Sv} \quad \forall T$$

Nous sommes donc dans la configuration singulière, où l'unité physique peut être substituée à l'unité sanitaire : $\text{Gy} = \text{Sv}$.

Enfin, à titre de comparaison, la figure 3.11 donne une représentation de la variation du coefficient de conversion « kerma dans l'air-dose efficace » (E/K_a) pour les photons, en fonction de l'angle d'incidence d'un faisceau parallèle de photons, pour trois énergies 1,25 MeV, 90 keV et 45 keV, calculée sur le fantôme MIRD.

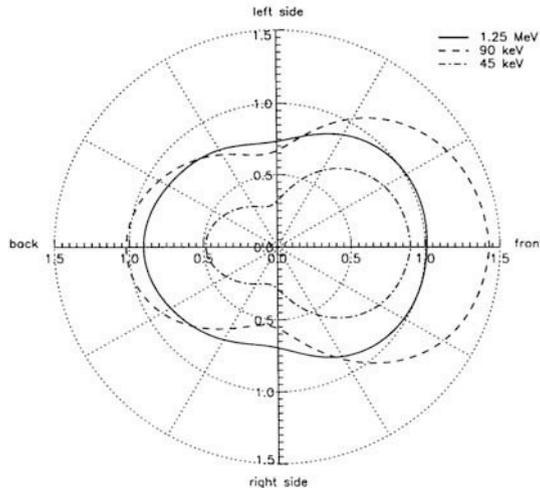


Figure 3.11 – Représentation de la variation du coefficient de conversion « kerma dans l'air-dose efficace » (E/K_a) pour les photons, en fonction de l'angle d'incidence d'un faisceau parallèle de photons, pour 3 énergies 1,25 MeV, 90 keV et 45 keV, calculée sur le fantôme MIRD. D'après [12], avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

Ajoutons que si nous avons traité ici une énergie unique, il est tout à fait possible de calculer en un point de l'espace la fluence, ainsi que la distribution en énergie de cette dernière à l'aide par exemple d'une spectrométrie γ moyennant certaines conditions comme : une réponse angulaire isotrope et un champ réel constant dans le volume sensible du semi-conducteur.

Nous venons d'établir les méthodes et hypothèses de calcul des grandeurs de protection dans un contexte de calcul de dose efficace ou doses équivalentes aux extrémités, permettant *in fine* une comparaison avec la limite réglementaire en fonction de telle ou telle catégorie d'individu. Dans ce qui suit, nous allons nous attacher à détailler des techniques de calcul, également largement fondées sur la méthode Monte-Carlo, pour des contextes d'incidents et accidents radiologiques. Si ces méthodes présentent, de fait, de grandes similitudes avec celles employées pour caractériser la dose en radiothérapie et médecine nucléaire, ces domaines ne seront pas traités dans cet ouvrage.

3.4 Calcul de dose absorbée pour évaluation des risques déterministes

3.4.1 Quantification des risques pour les effets déterministes

Pour les fortes doses, on admet qu'au-delà d'un seuil de dose efficace de 250 mSv, les effets directement observables qualifiés de déterministes apparaissent de façon certaine *a contrario* des effets stochastiques et leur gravité est directement reliée au niveau de dose absorbée. En raison du fort niveau d'exposition, ces effets sont aussi qualifiés de « syndromes d'irradiation aiguë ».

Au-delà de ce seuil, l'importance des dégâts biologiques devient sensiblement indépendante de la nature et du type de rayonnement responsables de ce dommage. Les syndromes aigus d'irradiation sont alors directement reliés à la dose physique distribuée dans l'organe ou le tissu. Les grandeurs dosimétriques reliées aux effets déterministes sont par conséquent la dose absorbée à l'organe D_T obtenue selon les expressions (3.1) et (3.2) ou bien, dans le cas de milieux biologiques hétérogènes, la dose absorbée (qui rappelons-le constitue la grandeur ponctuelle de caractérisation de la dose), dont les unités sont le Gy et non plus le Sv. Dans le cas de l'organisme entier, si ce dernier est exposé uniformément et de façon aiguë, on pourra considérer qu'il s'agit d'une moyenne sur l'ensemble des doses absorbées aux organes.

Il convient de distinguer les syndromes pour une irradiation de l'ensemble de l'organisme de ceux affectant un organe ou un tissu donné.

3.4.2 Effets déterministes pour une irradiation aiguë de l'organisme

Les seuils d'apparition des effets déterministes pour une irradiation aiguë de l'organisme sont sensiblement les suivants :

- en dessous d'une dose efficace de 500 mSv, pas d'effets déterministes décelables ;
- pour une dose absorbée moyenne sur l'ensemble du corps comprise entre 500 mGy et 2 Gy, on assiste à de petites modifications temporaires de la formule sanguine, vomissements, fatigue ;
- à partir de 3 Gy, apparition du syndrome hématopoïétique, caractérisé par la destruction de la moelle osseuse. Alors qu'entre 4 et 6 Gy l'effet peut être réversible, la destruction est complète dès 8 Gy ;
- à 5 Gy, la dose semi-létale (DL_{50}) est atteinte et conduit sans traitement médical à un risque de 50 % de décès ;
- dès 10 Gy, on assiste à l'apparition du syndrome gastro-intestinal, qui se caractérise par une destruction de la muqueuse intestinale et qui conduit à la mort dans les semaines suivant l'irradiation ;
- au-delà de 15 Gy, apparition du syndrome du système nerveux central qui se caractérise par un dérèglement général des fonctions vitales. La mort est inévitable dans les heures qui suivent l'irradiation.

3.4.3 Effets déterministes pour une irradiation aiguë sur des organes et tissus particuliers

L'irradiation aiguë de la peau produit dès environ 3 Gy une rougeur que l'on appelle érythème ou radiodermite. À des doses plus élevées, l'irradiation produit successivement, en fonction des doses reçues : la pigmentation, l'épilation, l'ulcération et la nécrose.

Pour les gonades, chez l'homme, le syndrome est une stérilité temporaire. Plus la dose est élevée, plus la période de stérilité est longue (plusieurs années pour une dose de 6 Gy) ; et chez la femme, une irradiation des ovaires à une dose supérieure à environ 6 Gy produit également une stérilisation.

L'irradiation de l'œil peut produire une cataracte dès environ 5 Gy.

Ajoutons enfin que l'embryon est particulièrement radiosensible. Les atteintes produites dépendent du stade de développement. Pendant la période de l'organogenèse (formation des organes, du 8^e au 60^e jour), l'irradiation peut induire des malformations. Plus tard, le risque de malformations diminue, mais un risque de retard de développement mental apparaît, principalement pour des irradiations intervenant entre la 8^e et la 17^e semaine.

Dans le domaine des effets déterministes, le degré de gravité de l'atteinte à la santé augmente avec la dose. Ainsi, en cas d'incident ou d'accident radiologique, insistons encore sur le fait que la valeur de la dose absorbée (Gy) aux

endroits les plus exposés et non la valeur de la dose équivalente à l'organe ou la dose efficace (Sv) doit être estimée. À partir de cette estimation, on pourra alors déterminer les effets déterministes susceptibles de se produire et par suite, les contre-mesures médicales à mettre en place.

3.4.4 Calcul de la dose absorbée dans le cas d'une contamination au ^{18}F

À titre d'exemple, étudions le cas d'un incident survenu lors d'une manutention faisant intervenir des flacons contenant une solution de ^{18}F (émetteur β^+). Un opérateur, suite à une erreur de manipulation, a été contaminé par deux gouttes de cette solution tombées sur son avant-bras.

Pour reconstituer la dose absorbée reçue dans l'avant bras et sa répartition, une simulation de cette scène a été réalisée au moyen d'un code de calcul de type Monte-Carlo (MCNP). Le modèle choisi a été simplifié : avant-bras modélisé par un parallélépipède en tissu mou. La figure 3.12 donne une représentation de la scène telle que modélisée dans le code.



Figure 3.12 – Modèle simplifié d'un avant-bras lors d'un calcul d'isodoses dans MCNP, suite à une contamination par deux taches de ^{18}F [19].

Afin que la reconstitution soit la plus fidèle possible, une zone tronquée sur les deux taches de contamination prenant en compte la présence de la manche lors de la chute des gouttes de solution est intégrée dans la scène (cf. forme des taches sombres sur le schéma). Ces deux taches constituent les sources d'émission du ^{18}F lors du calcul. La figure 3.13 donne les courbes isodoses calculées avec un estimateur de dose dans un réseau maillé en 3D sur un plan de coupe passant par le centre des deux taches de contamination.

Les résultats sont ici fournis en débit de dose absorbée (Gy/h). La représentation des courbes isodoses montre de quelle façon la dose absorbée est distribuée en profondeur et la façon dont celle-ci diminue. On observe une diminution substantielle et rapide de la dose absorbée à mesure de la profondeur de tissu exposé : la dose déposée importante au niveau des deux taches de contamination, sur une épaisseur superficielle, résulte du ralentissement des β^+ . Par suite, le dépôt de dose notablement plus faible est imputable aux électrons secondaires mis en mouvement par les photons d'annihilation de ces β^+ .

Ajoutons que cette approche calculatoire serait celle requise pour déterminer la dose déposée au niveau du cm^2 le plus exposé, à laquelle serait confrontée la limite liée à l'exposition aux extrémités.

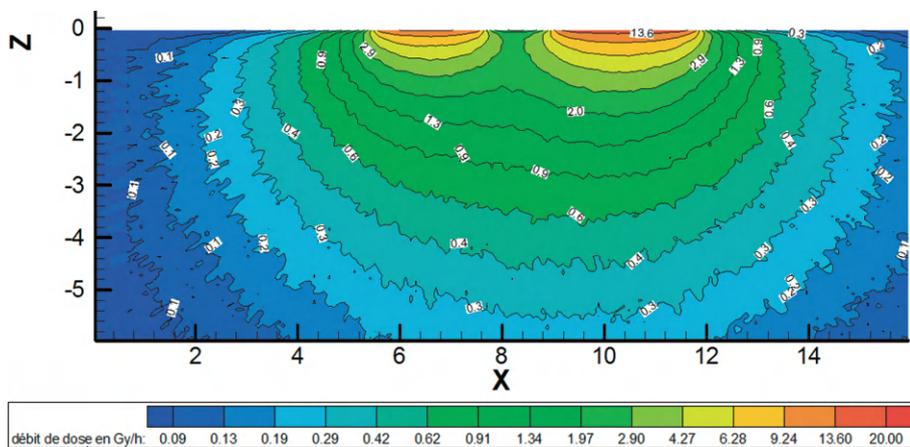


Figure 3.13 – Courbes isodoses calculées avec MCNP pour un modèle simplifié visualisées dans TECPLOT [19].

3.4.5 Calcul de dose absorbée dans le cas d'un faisceau de protons

Il peut être également nécessaire de déterminer la dose absorbée dans certaines conditions particulières pour caractériser le risque déterministe. Le résultat qui suit concerne un calcul Monte-Carlo sur un accélérateur de protons et de noyaux d'hélium (Aglæe du Louvre). La figure 3.14 donne des sections et intensités du faisceau, le profil de débit de dose absorbée à l'intérieur d'un fantôme d'eau stoppant le faisceau, au moment du tir.

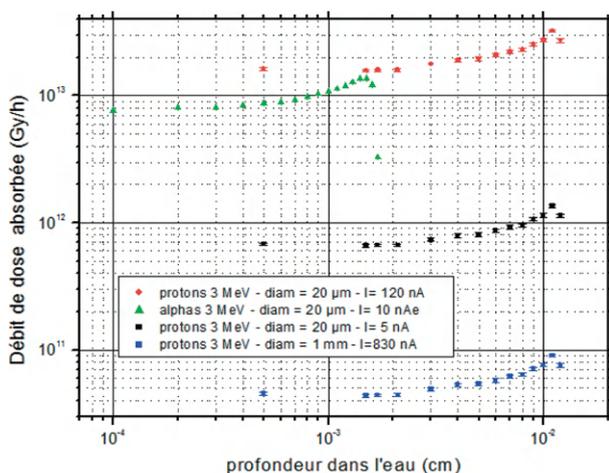


Figure 3.14 – Profil de dose absorbée en profondeur dans un fantôme d'eau pour différentes configurations du faisceau de l'accélérateur Aglæe du Louvre [3].

À mesure que l'intensité du faisceau augmente, le débit de dose absorbée augmente jusqu'à atteindre un sommet pour ensuite retomber brutalement (dû au pic de Bragg, cf. chapitre 2). L'importance de dose susceptible d'être délivrée en profondeur, en limitant l'exposition de tissus amont, présente un intérêt certain pour la radiothérapie : cette propriété est exploitée en hadronthérapie.

3.4.6 Calcul de la dose absorbée au moyen d'un modèle complexe : fantôme voxélisé

Nous avons vu dans le cas précédent un modèle simplifié pour caractériser la distribution de dose absorbée en cas d'incident ou accident radiologique. Dans ce modèle, une approximation importante est faite quant à la géométrie d'irradiation. Il est possible d'affiner significativement les résultats de calcul au moyen d'un modèle plus complexe qu'est le fantôme voxélisé.

Le principe du fantôme voxélisé consiste à retranscrire à partir d'une collection de plan de coupes issues d'images tomographiques médicales (e.g. scanner), un fantôme 3D dans un formalisme lisible par un code de calcul de type Monte-Carlo. Pour ce faire, un logiciel de « transfert » empile les plans de coupe dans un réseau maillé 3D composé de voxels (petits cubes élémentaires constituant le quadrillage 3D). À chacun de ces voxels est ensuite affecté un matériau (os, tissu mou, air...) avec la densité *ad hoc*, au moyen d'un analyseur de densité. La phase suivante consiste à « recoder » ce quadrillage dans le langage lisible par le code Monte-Carlo utilisé. On dispose alors d'un fantôme quasiment à l'identique du sujet scanné. Les voxels sont autant de « cellules » de la géométrie de calcul, ce qui peut engendrer de fait des temps de calcul importants, légèrement modérés par la faiblesse des densités en présence (de l'ordre de celle de l'eau).

À titre d'exemple, mentionnons un accident radiologique survenu au Chili en 2005, dans lequel une personne a été exposée une dizaine de minutes à une source d' ^{192}Ir de gammagraphie d'une activité de 3,3 TBq ($\bar{E}_\gamma = 350 \text{ keV}$). La reconstitution « affinée » de la dose absorbée liée à l'exposition a été effectuée de la façon suivante [24] : la source ayant été présente une dizaine de minutes dans la poche arrière gauche du pantalon de l'individu, un scanner de 163 coupes allant du milieu de l'abdomen jusqu'à mi-cuisse a été réalisé. Ces coupes ont ensuite été traitées au moyen du logiciel de prétraitement SESAME [39], afin de créer un fantôme voxélisé de la zone d'intérêt compatible avec le code MCNPX 2.4.0 ; ce logiciel permet par ailleurs de définir et positionner la source dans le fichier d'entrée. La figure 3.15 résume les différentes étapes d'une telle modélisation.

Un calcul MCNPX des courbes isodoses est ensuite réalisé au moyen d'un estimateur dosimétrique approprié (cf. chapitre 6), dans l'optique de caractériser les conséquences déterministes éventuelles liées à cette exposition. La figure 3.16 donne une vue en coupe du fantôme voxélisé avec une représentation des courbes isodoses.

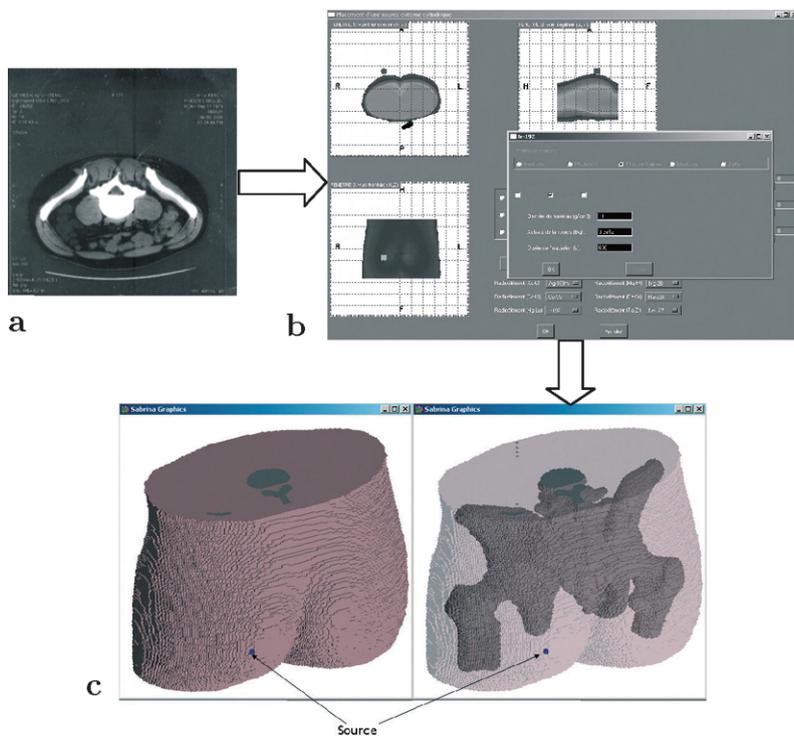


Figure 3.15 – a) Une des 163 coupes du scanner. b) IHM du logiciel de prétraitement SESAME en phase de définition et positionnement de la source d¹⁹²Ir. c) Visu du fantôme voxélisé créé dans SESAME, issu du fichier d'entrée compatible avec MCNPX [24], avec l'autorisation de EDP Sciences.

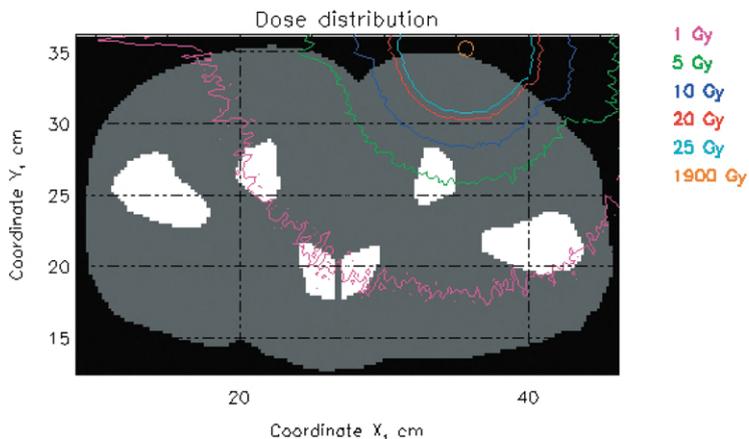


Figure 3.16 – Représentation sur une vue en coupe du fantôme voxélisé des courbes isodoses calculées au moyen du code Monte-Carlo MCNPX [24], avec l'autorisation de EDP Sciences.

Ce type de modélisation, en raison des temps de prétraitement (scanner et création du fantôme voxélisé) et de calcul inhérents au grand nombre de cellules en présence, n'est préconisé que pour des applications qui demandent des niveaux de précision importants : accidents radiologiques, radiothérapie...

3.5 Les grandeurs opérationnelles

Si les méthodes de calcul conduisant à la détermination des grandeurs de protections sont triviales (cf. exemple), la méthodologie employée suggère les remarques importantes suivantes.

Tout d'abord, les calculs fondés sur l'utilisation des coefficients de conversion « grandeur dosimétrique caractéristique du faisceau – grandeur de protection » sont donnés pour des géométries et conditions d'irradiation très précises que l'on ne rencontre que très rarement dans les situations pratiques. Par ailleurs, l'emploi de ces coefficients est assujéti à une caractérisation précise de l'énergie incidente ; or, typiquement, le cas d'un neutron d'énergie monocinétique reste marginal (e.g. neutron de fusion, de certaines réactions (p,n)...). Les termes sources neutroniques sont plus généralement des spectres qu'il est d'ailleurs parfois difficile de caractériser (cf. chapitre 4). Ajoutons enfin que ces grandeurs de protection, sur la base desquelles sont déterminées les limites réglementaires, si elles se calculent, ne sont par définition pas mesurables ! Tout l'enjeu va donc consister à déterminer des grandeurs mesurables dites « opérationnelles » qui vont permettre d'estimer ces grandeurs de protection. La partie suivante détaille ces estimateurs.

Nous avons établi dans le chapitre 2 que moyennant l'utilisation de dispositifs de mesure adaptés, il est possible d'accéder à des grandeurs physiques de référence, ponctuelles, caractéristiques du champ de rayonnement : kerma dans l'air pour les photons, fluence pour les neutrons, dose absorbée dans les tissus pour les β . La Commission internationale des unités radiologiques (ICRU) s'est fondée sur ce « savoir-faire » pour définir des grandeurs expérimentales permettant d'estimer par la mesure les grandeurs de protection (H_T et E). Les rapports 39 [26], 43 [27], 47 [28] et 51 [29] de l'ICRU explicitent ces grandeurs, utilisées dans des applications pratiques pour surveiller et investiguer des situations impliquant une exposition externe. Elles sont définies de façon à surestimer légèrement les grandeurs de protection, conformément à une approche pénalisante et conservatoire liées à la radioprotection. Ajoutons que les valeurs de chacune de ces grandeurs sont additives pour des rayonnements, des énergies et des angles d'incidence différents.

3.5.1 Facteur de qualité et définition de l'équivalent de dose

Les grandeurs opérationnelles sont définies à partir du concept « d'équivalent de dose », proposant une « équivalence » à la dose. Cet « équivalent de dose » se caractérise par le produit de la dose absorbée au point

d'intérêt dans le tissu, dont la valeur est déterminée par le type et l'énergie des particules chargées passant en ce point dans un petit élément de volume, par un facteur tenant compte de la typologie de dépôt d'énergie et donc de la nocivité biologique du rayonnement à l'énergie considérée, donc à son EBR. Ce facteur déjà brièvement mentionné est nommé « facteur de qualité » son symbole est Q . L'expression générique de l'équivalent de dose pour un rayonnement de nature et d'énergie unique est donnée par (3.10).

$$H = DQ \tag{3.10}$$

Son unité, par analogie aux grandeurs de protection, qu'elle permet d'estimer, reste le sievert. Si le facteur de qualité Q est relativement proche du facteur de pondération pour le rayonnement w_R , il convient de noter une distinction importante : le premier est une fonction directe du transfert d'énergie linéique L des particules chargées dans l'eau, alors que le second est directement lié à l'EBR mais indirectement lié à L . La relation numérique liant le facteur de qualité $Q(L)$ et le transfert linéique d'énergie des particules chargées dans l'eau : L (ou TLE), spécifié par le rapport 33 [25] de l'ICRU, est décliné en trois équations (3.11) en fonction du niveau d'importance du transfert linéique d'énergie du rayonnement à l'énergie considérée.

$$\begin{cases} Q(L) = 1 & (L < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}) \\ Q(L) = 0,32L - 2,2 & (10 \leq L \leq 100 \text{ keV}/\mu\text{m}) \\ Q(L) = 300/\sqrt{L} & (L > 100 \text{ keV}/\mu\text{m}) \end{cases} \tag{3.11}$$

Lorsque le champ de rayonnement est mixte au point d'intérêt dans le tissu, que celui-ci est composé de plusieurs rayonnements mettant en mouvement des particules chargées secondaires différentes à différentes énergies, ce qui est précisément le cas pour les neutrons par exemple (i.e. neutrons diffusés, protons de recul, alpha), il y a lieu de calculer un « facteur de qualité moyen » par intégration sur le spectre en TLE (ou L) de la dose absorbée au point d'intérêt, comme proposé dans l'expression (3.12).

$$\bar{Q} = \frac{1}{D} \int_L Q(L) D_L dL \text{ avec } D_L = \left(\frac{dD}{dL} \right) \tag{3.12}$$

où $D_L = dD/dL$ est la distribution de la dose absorbée dans le tissu, au point d'intérêt, pour des particules chargées dont le TLE dans l'eau est compris entre L et $L + dL$. La variable D est la valeur de la dose absorbée totale en ce même point, due à l'ensemble des particules. L'expression (3.10) et l'équivalent de dose s'expriment alors comme (3.13).

$$H = D\bar{Q} \tag{3.13}$$

On notera que dans le cas des neutrons, il y a une similitude évidente entre le profil du facteur de qualité moyen en fonction de l'énergie $\bar{Q}(E_n)$ sous une épaisseur de 10 mm de tissu [18] et le facteur de pondération pour le rayonnement à la même énergie $w_R(E_n)$, aussi bien pour l'approche actuelle en histogramme (cf. tableau 3.1) que pour l'approche analytique proposée par la CIPR

60 au travers de l'expression (3.5). La figure 3.17 donne la représentation comparative de ces deux facteurs.

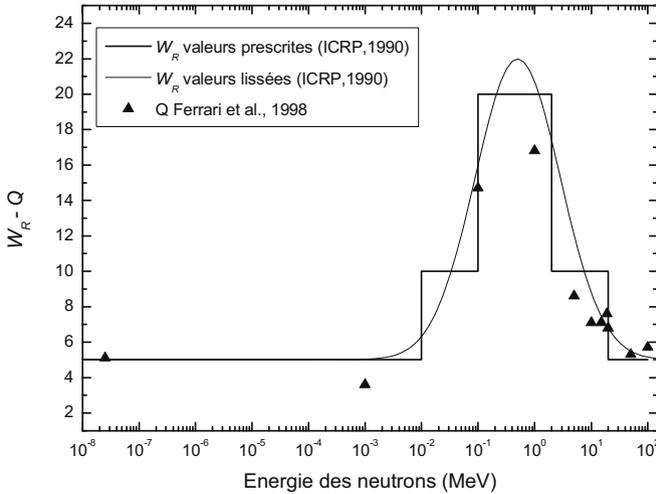


Figure 3.17 – Comparaison entre le facteur de qualité moyen en fonction de l'énergie des neutrons $\bar{Q}(E_n)$ et du facteur de pondération pour le rayonnement $w_R(E_n)$ pour les approches en histogramme et analytique, d'après les données de [11, 18].

Du point de vue pratique, il est possible de déterminer ce facteur de qualité au moyen d'un compteur proportionnel CPET de type « Rossi » dont nous avons détaillé le principe de fonctionnement au chapitre 1. À partir du spectre à un seul événement $f_1(y)$, en assimilant le transfert d'énergie linéique L à l'énergie linéale y et donc $Q(L)$ à $Q(y)$, on évalue la valeur du facteur de qualité moyen \bar{Q} selon la relation (3.14).

$$\bar{Q} = \int Q(y) \frac{y f_1(y)}{\bar{y}_f} dy \quad (3.14)$$

avec $Q(y)$ décliné en trois parties selon les trois expressions de $Q(L)$ présentées en (3.11). Le terme $y f_1(y)/\bar{y}_f$ correspond à la proportion de l'énergie (ou de la dose absorbée) ayant été communiquée par des événements d'énergie linéale y ; ce terme est appelé distribution de dose en énergie linéique $d(y)$ (cf. chapitre 1). On notera alors l'équivalence suivante, entre les approches déterministes (3.13) et stochastiques (3.14) de la distribution de dose selon (3.15).

$$d(y) \equiv \frac{D_L}{D} = \frac{1}{D} \left(\frac{dD}{dL} \right) \quad (3.15)$$

où la dose absorbée D intervient comme terme de normalisation à la distribution de dose sur le spectre en énergie en transfert linéique d'énergie.

À noter que pour des rayonnements ne faisant pas partie du tableau 3.1, la CIPR 74 préconise l'estimation du facteur de pondération du rayonnement w_R

par le facteur de qualité moyen \bar{Q} obtenu au moyen de l'expression (3.12) pour une dose absorbée D sous 10 mm de la sphère ICRU.

Les domaines d'application de l'équivalent de dose sont de deux natures : la « surveillance de zone » ou d'ambiance et la « surveillance individuelle », avec des grandeurs spécifiques pour chacune d'elles. Par ailleurs, la distinction entre rayonnement fortement et faiblement pénétrant revêt une importance majeure pour la définition des paramètres de cette grandeur selon le type de rayonnement en présence.

3.5.2 Notion de champ expansé et unidirectionnel

Pour la définition des grandeurs associées au concept d'équivalent de dose, selon qu'elles concernent la surveillance de zone ou bien la surveillance individuelle, l'ICRU, par souci de simplification et pour pallier d'éventuels problèmes de discontinuité de champ, a défini des champs de rayonnements dérivés du champ réel au point de référence. Les termes « expansé » et « unidirectionnel » sont donnés dans le rapport 39 [26] pour caractériser ces champs de rayonnement dérivés.

Un champ de rayonnement expansé est défini comme un champ « idéalisé » où la fluence et ses distributions angulaire et énergétique ont les mêmes valeurs dans tout le volume d'intérêt que dans le champ réel au point de référence. Il s'agit d'une extrapolation des caractéristiques du champ au point de référence, à l'ensemble du volume permettant de s'affranchir des variations locales de fluence, de direction et d'énergie que l'on peut rencontrer dans un champ réel.

Un champ de rayonnement expansé et unidirectionnel est un champ hypothétique où la fluence et la distribution spectrale en énergie sont les mêmes que dans le champ expansé, mais où la fluence est unidirectionnelle.

3.5.3 Grandeurs opérationnelles pour la surveillance en zone

Comme mentionné précédemment, la définition des grandeurs liées au concept d'équivalent de dose diffère que l'on soit en présence d'un rayonnement faiblement ou fortement pénétrant.

Équivalent de dose ambiant $H^*(d)$

L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ est l'équivalent de dose ($H = D_t \bar{Q}$) en un point du champ de rayonnement qui serait produit par le champ expansé et unidirectionnel correspondant, dans le fantôme de type sphère ICRU simulant le corps humain, à une profondeur d , sur le rayon opposé à la direction du champ unidirectionnel. La sphère ICRU est en matériau équivalent-tissu de composition massique suivante : 76,2 % d'oxygène, 10,1 % d'hydrogène, 11,1 % de carbone et 2,6 % d'azote pour une densité de 1 ; son diamètre est de 30 cm. Cette grandeur opérationnelle s'applique plus spécifiquement aux rayonne-

ments fortement pénétrants et la profondeur d recommandée dans la sphère ICRU est de 10 mm : $H^*(10)$. En dosimétrie d'ambiance, l'équivalent de dose $H^*(10)$ constitue l'estimateur de la dose efficace E ; on parlera alors de façon informelle « d'équivalent de dose corps entier ». La figure 3.18 donne dans une représentation schématique des conditions d'irradiation spécifique à l'obtention de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ avec la sphère ICRU.

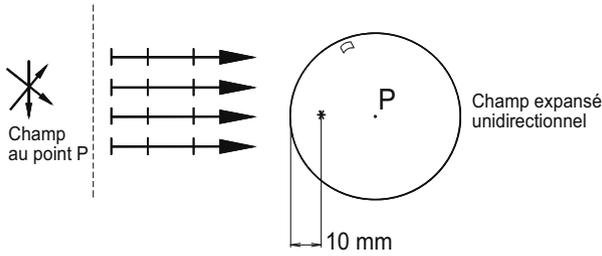


Figure 3.18 – Protocole d'irradiation et de calcul de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ pour les rayonnements fortement pénétrants au moyen d'un champ expansé et unidirectionnel sur la sphère ICRU.

Ajoutons que pour les rayonnements fortement pénétrants, l'incidence de la direction de ces derniers sur le point de calcul situé à une profondeur de 10 mm dans la sphère ICRU est peu significative. Le recours à un champ expansé unidirectionnel dans lequel les rayonnements s'additionnent en direction de ce point de calcul est conforme à l'approche pénalisante qu'implique le caractère légèrement sur-estimateur de l'équivalent de dose vis-à-vis de la grandeur de protection qu'il estime, en l'espèce la dose efficace E .

Afin de mieux appréhender le protocole d'estimation de la dose efficace par l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ pour un rayonnement fortement pénétrant, revenons à l'application du calcul pour un photon de 1 MeV et de fluence $\Phi_\gamma = 2 \cdot 10^6$ déjà mené pour les grandeurs de protection (p. 165).

On rappellera que $E \cong w_R D_{T,R} = D_T = 8,2 \mu\text{Sv} \quad \forall T$. Calculons dès lors $H^*(10)$: en sachant que $Q = 1$ pour les photons, ce calcul se résume donc à déterminer la valeur de la dose absorbée sous 10 mm de tissu. Au préalable, il y a lieu de déterminer si pour une telle énergie le milieu est à l'équilibre électronique à cette profondeur. À cette énergie, les électrons les plus énergétiques susceptibles d'être produits sont les électrons Compton d'énergie maximale ; leur énergie s'obtient selon l'expression (cf. chapitre 2) :

$$T_{c \max} = \frac{4E_\gamma^2}{4E_\gamma + 1} = \frac{4}{5} = 0,8 \text{ MeV}$$

Pour cette énergie, la portée de ces électrons dans les tissus est donnée par la formule de Katz et Penfold [35] dans les milieux légers :

$$\begin{aligned} n &= 1,265 - 0,0954 \ln(0,8) = 1,28 \\ R_{\max} &= 0,412 \times (0,8)^{1,28} = 0,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2} \end{aligned}$$

Soit, avec une densité de 1, un parcours dans les tissus de 3 mm inférieur à la profondeur de 10 mm requise pour le calcul. Ainsi, le calcul de la dose absorbée sous 10 mm dans la sphère ICRU s'obtient à partir de l'expression théorique du kerma dans les tissus (en mGy) (cf. chapitre 2), en considérant l'altération de la fluence après une transmission de 10 mm.

$$D_t(x) = K_t(x) = 1,6 \cdot 10^{-7} \Phi_\gamma \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{tissu}^{1 \text{ MeV}} E_\gamma \exp \left(- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{tissu}^{1 \text{ MeV}} \rho_{issu} x \right)$$

$$D_t(10) = 1,6 \cdot 10^{-7} \times 2 \cdot 10^6 \times 0,0307 \times 1 \times \exp(-0,07 \times 1 \times 1) = 9,1 \text{ } \mu\text{Sv}$$

Nous montrons ainsi que $H^*(10) \geq E$ et que l'approche du concept d'équivalent de dose sous 10 mm de profondeur est performante vis-à-vis d'une estimation légèrement majorante de la grandeur de protection dose efficace. Si cette approche peut être étendue à un spectre de 10 keV à 10 MeV pour le rayonnement photonique, nous verrons, dans le cas des neutrons, que pour certaines énergies, y compris importantes, cette approche ne fonctionne plus et l'estimateur peut être inférieur à la grandeur de protection.

Équivalent de dose directionnel $H'(d, \Omega)$

L'équivalent de dose directionnel $H'(d, \Omega)$ est l'équivalent de dose en un point du champ de rayonnement qui serait produit par un champ expansé correspondant (et non unidirectionnel cette fois), dans le fantôme de type sphère ICRU, à une profondeur d , sur un rayon dans une direction spécifiée Ω . Cet équivalent de dose est approprié pour les rayonnements faiblement pénétrants. L'ICRU spécifie une profondeur de 70 μm (70 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$) dans la sphère ICRU pour une direction quelconque $H'(0,07)$ pour l'estimation de la grandeur de protection dose équivalente aux extrémités (e.g. H_{peau}). La figure 3.19 donne une illustration du protocole d'irradiation et de calcul de cette grandeur opérationnelle.

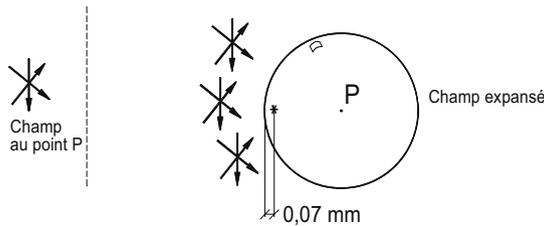


Figure 3.19 – Protocole d'irradiation et de calcul de l'équivalent de dose directionnel $H'(0,07)$ pour les rayonnements faiblement pénétrants au moyen d'un champ expansé sur la sphère ICRU.

On remarquera que pour cette approche le champ dérivé est multidirectionnel, contrairement aux conditions d'irradiation de $H^*(d)$. Dans le contexte de rayonnement faiblement pénétrant, cette fois l'angle d'incidence des composantes du champ de rayonnement sur le calcul de la dose absorbée en profondeur dans la sphère ICRU est significative. En effet, si l'on considère par

exemple des électrons, il est évident que la dégradation de l'énergie de ces derniers à mesure de leur pénétration dans la sphère ICRU implique que leur « direction d'arrivée » dans la sphère ICRU doit être prise en compte : le champ dérivé conserve donc les directions du champ réel de rayonnement au point de référence.

Toutefois, une déclinaison de cet équivalent de dose dédié aux champs unidirectionnels existe : il s'agit de $H'(d, \alpha)$; la direction peut être spécifiée en terme d'un angle α entre le rayon passant par le point de mesure et la direction d'entrée du rayonnement dans la sphère comme montré à la figure 3.20.

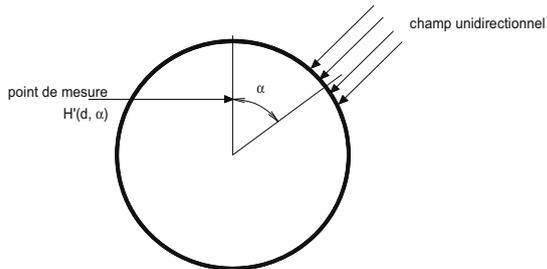


Figure 3.20 – Définition de l'angle α pour l'équivalent de dose directionnel $H'(d, \alpha)$.

Lorsque α est égal à 0° , la quantité $H'(d, 0^\circ)$ peut être écrite comme $H'(d)$; elle est alors égale, dans le cas particulier de champs unidirectionnels, à l'équivalent de dose ambiant sous une profondeur d : $H^*(d)$.

La figure 3.21 donne une représentation de la réponse angulaire $R(0,07, \alpha) = H'(0,07, \alpha) / H'(0,07, 0)$ pour l'équivalent de dose directionnel $H'(0,07, \alpha)$, pour des électrons d'énergie comprise entre 0,1 et 2 MeV. Ces valeurs sont disponibles sous forme de tableau dans l'annexe 1.

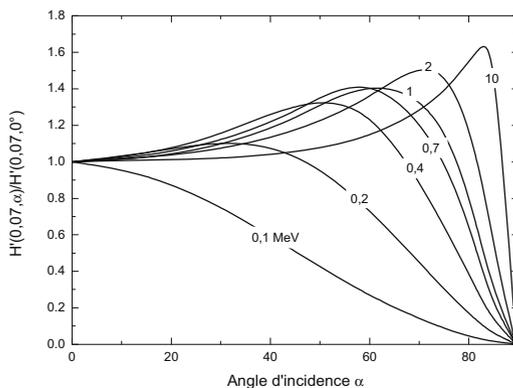


Figure 3.21 – Réponse angulaire $R(0,07, \alpha)$ pour l'équivalent de dose directionnel $H'(0,07, \alpha)$, pour des électrons d'énergie comprise entre 0,1 et 2 MeV, d'après les données de [12] ; valeurs disponibles dans l'annexe 1.

Nous remarquons un impact significatif de l'angle, en fonction de l'énergie, sur la réponse de l'équivalent de dose directionnel $H'(0,07,\alpha)$. Cette variation est imputable à la valeur de la dose absorbée sous $70\ \mu\text{m}$, $D_t(0,07)$, qui dépend fortement de l'énergie de l'électron, donc du parcours qu'effectue celui-ci dans le matériau équivalent-tissu de la sphère avant d'atteindre le point de mesure ; ce dernier étant directement lié à l'angle d'incidence avec lequel pénètre l'électron.

Considérons les deux énergies extrêmes de cette étude, 0,1 et 2 MeV, pour lesquelles les portées maximales sont respectivement dans les tissus de $130\ \mu\text{m}$ et 0,9 cm. Nous avons admis précédemment que les électrons monoénergétiques déposent l'essentiel de leur énergie en milieu de portée.

Ainsi, nous pouvons postuler que pour un électron de 0,1 MeV, l'énergie maximale déposée se situe aux alentours de $70\ \mu\text{m}$ et qu'en conséquence, au-delà de cette profondeur, l'énergie déposée, donc la dose absorbée, ne cesse de décroître ; ce que confirme la courbe relative à une telle énergie.

En revanche, pour une énergie de 2 MeV, la particule parcourt une distance de 0,4 cm, pour un angle d'incidence de 80° , avant d'atteindre le point de mesure sous $70\ \mu\text{m}$ selon la direction spécifiée : soit la zone de dépôt maximale d'énergie (portée maximale 0,9 cm) comme montré à la figure 3.21.

Ajoutons enfin que pour les rayonnements faiblement pénétrants, en raison du principe de calcul de ces grandeurs, l'équivalent de dose directionnel sous $70\ \mu\text{m}$ pour un angle d'incidence nul peut être assimilé à l'équivalent de dose individuel sous cette même épaisseur : $H'(0,07,0^\circ) \approx H_p(0,07)$.

3.5.4 Grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle

Afin de prendre en compte les rayonnements rétrodiffusés (*backscattering*) dans le corps humain et en particulier lors du port d'un dosimètre individuel, l'ICRU a été amenée à définir un « équivalent de dose individuel » permettant d'intégrer cette composante dans le calcul de la dose absorbée au point spécifié ; celui-ci est fondé sur l'utilisation de fantômes simulant tout ou partie du corps humain.

Équivalent de dose individuel $H_p(d,\alpha)$

L'équivalent de dose individuel $H_p(d,\alpha)$ est l'équivalent de dose dans les tissus mous, en un point du corps situé à une profondeur d . L'unité d'équivalent de dose individuel est également le sievert (Sv). Tout comme l'équivalent de dose directionnel, l'équivalent de dose individuel dépend également de la direction du champ incident (figure 3.22).

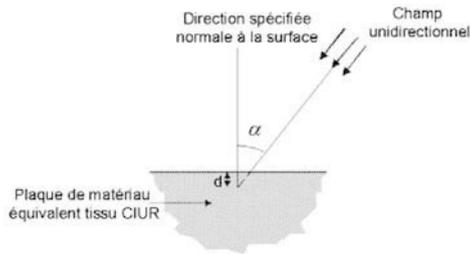


Figure 3.22 – Définition théorique de l'équivalent de dose individuel $H_p(d, \alpha)$, d'après [21].

Dans la pratique, cette grandeur est essentiellement déclinée pour un champ de rayonnement pénétrant le tissu avec une direction identique à celle de la normale à la surface ($\alpha = 0$) et pour les profondeurs spécifiées des rayonnements faiblement et fortement pénétrants, à savoir $H_p(0,07,0^\circ)$ et $H_p(10,0^\circ)$ usuellement nommés $H_p(0,07)$ et $H_p(10)$. Les fantômes préconisés pour déterminer ces équivalents de dose sont de différentes natures selon le contexte dosimétrique.

À noter qu'il est possible de calculer analytiquement le débit d'équivalent de dose $\dot{H}_p(0,07)$ pour les β au moyen des relations détaillées dans le chapitre 2 relatif au calcul de la dose absorbée pour les β . À titre d'exemple, on calcule le débit d'équivalent dose $\dot{H}_p(0,07)$ pour une contamination de $1 \text{ Bq}\cdot\text{cm}^{-2}$ de ^{18}F , émetteur β d'énergie maximale 633 keV et moyenne 243 keV (d'après Lund/LBNL Nuclear Data Search 1999 [41]).

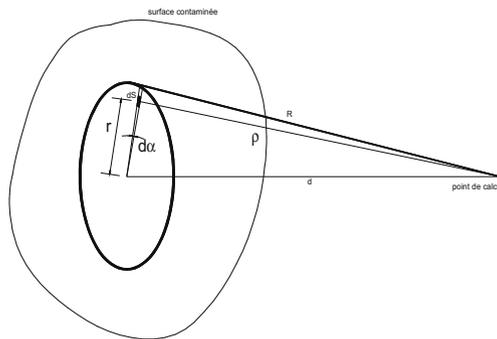


Figure 3.23 – Schéma mathématique du calcul du débit d'équivalent de dose $\dot{H}_p(0,07)$ pour une contamination surfacique.

La figure 3.23 représente la géométrie de calcul. Pour calculer l'équivalent de dose $\dot{H}_p(0,07)$ il convient de calculer la dose sous $d = 70 \mu\text{m}$ de tissus mous, approximés ici par de l'eau. Nous savons qu'au-delà d'une distance R représentant la portée maximale des β la dose est nulle. Ainsi, la zone d'intérêt pour le calcul peut être définie par un disque de rayon égal à $\sqrt{R^2 - d^2}$ (voir figure 3.23). Il faut décomposer le disque en éléments infinitésimaux de surface dS , de sorte que chaque élément dS soit ponctuel vis-à-vis de l'observateur. Il vient donc pour $1 \text{ Bq}\cdot\text{cm}^{-2}$ l'expression suivante :

$$D_{\text{disque}}(d) = \iint_{dS} D(\rho) dS = 2\pi \int_d^R D(\rho) \rho d\rho$$

avec $D(\rho)$ donnée dans le chapitre 2 ; si $d \leq C/v$, l'expression prend la forme suivante :

$$D_{\text{disque}}(d) = \frac{2\pi k}{v^2} \left[\int_d^{C/v} \left(\frac{C - v \cdot \rho \cdot \exp\left(1 - \left(\frac{v \cdot \rho}{C}\right)\right) + v \cdot \rho \cdot \exp(1 - v \cdot \rho) - A}{\rho} \right) d\rho \right. \\ \left. + \int_{C/v}^R \left(\frac{v \cdot \rho \cdot \exp(1 - v \cdot \rho) - A}{\rho} \right) d\rho \right] \\ D_{\text{disque}}(d) = \frac{2\pi k}{v^2} \left[C \left[1 - \exp\left(1 - \frac{v \cdot d}{C}\right) - \ln\left(\frac{v \cdot d}{C}\right) \right] \right. \\ \left. + \exp(1 - v \cdot d) - \exp(1 - v \cdot R) - A \times \ln(R/d) \right]$$

Si $C/v < d < R$:

$$D_{\text{disque}}(d) = \frac{2\pi k}{v^2} \left[\int_d^R \left(\frac{v \cdot \rho \cdot \exp(1 - v \cdot \rho) - A}{\rho} \right) d\rho \right] \\ = \frac{2\pi k}{v^2} \left[\exp(1 - v \cdot d) - \exp(1 - v \cdot R) - A \times \ln(R/d) \right]$$

Application numérique : pour du ^{18}F , on a (cf. chapitre 2), $v = 37,7 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} = 37,7 \text{ cm}$ pour l'eau, $C = 1,16$, $\bar{R} = 0,74 \times R_{\text{max}} = 0,17 \text{ cm}$, $\alpha = 0,32$, $k = 5,38 \cdot 10^{-8}$ et $A = 0,03$. $C/v = 0,03 \text{ cm}$, donc $d \leq C/v$. L'intégration de l'expression précédente conduit à :

$$D_{\text{disque}}(d) = \frac{2\pi k}{v^2} \left[C \left[1 - \exp\left(1 - \frac{v \cdot d}{C}\right) - \ln\left(\frac{v \cdot d}{C}\right) \right] \right. \\ \left. + \exp(1 - v \cdot d) - \exp(1 - v \cdot R) - A \times \ln(R/d) \right]$$

Et par suite : $D_{\text{disque}}(7 \cdot 10^{-3}) = 5,63 \cdot 10^{-10} \text{ Gy}$ pour $1 \beta \cdot \text{cm}^{-2}$.

Il en découle que $D_{\text{disque}}(7 \cdot 10^{-3}) = 5,63 \cdot 10^{-10} \text{ Gy/s}$ par Bq/cm^2 , soit $2 \mu\text{Gy} \cdot \text{h}^{-1}$ par $\text{Bq} \cdot \text{cm}^{-2}$. Comme $Q = 1$, car $L_{\infty} < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$, finalement $\dot{H}_p(0,07) = \dot{D}(0,07) = 2 \mu\text{Sv/h}$.

Fantôme pour équivalent de dose individuel $H_p(0,07)$ au niveau du doigt

L'estimation de la dose équivalente à la peau H_{peau} au niveau du doigt se fait à l'aide de l'équivalent dose individuel dédié aux rayonnements faiblement pénétrants $H_p(0,07)$ à partir d'un fantôme « doigt » fondé sur le modèle du tissu « peau » de Schultz et Zetelief [46] décrit précédemment (figure 3.3). Ce fantôme est constitué d'un cylindre central de 2 cm de diamètre de « tis-

su mou », ceinturé successivement par une couronne de 0,193 cm de peau « sensible » et 70 μm de « peau morte » (couche basale) ; ce modèle permet de prendre en compte les rayonnements diffusés dans le tissu mou (figure 3.24). La dose absorbée pour le calcul de $H_p(0,07)$ est calculée sous 70 μm .

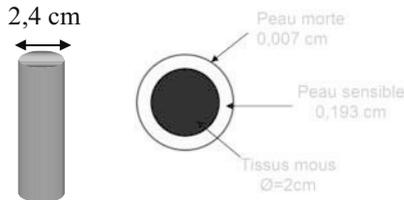


Figure 3.24 – Modèle du fantôme doigt pour le calcul de l'équivalent de dose $H_p(0,07)$ à la peau préconisée par la CIPR 74 [12] – densité peau 1,105 et tissus mous 0,987.

La dose absorbée $D_t(0,07)$ dont dérive $H_p(0,07)$ est estimée en un point sous 70 μm , à l'interface de la « peau morte » et de la « peau » sensible.

Fantôme pour l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$

Le fantôme ISO-PMMA permettant de simuler le torse humain est également spécifié par l'ICRU [26], en particulier pour la caractérisation de l'équivalent de dose individuel des rayonnements fortement pénétrants $H_p(10)$ et pour l'étalonnage en termes de cette grandeur des dosimètres individuels plaqués au niveau de la poitrine.

Il s'agit d'une plaque (*slab*) en PPMA (polyméthacrylate de méthyle « plexiglas »), matériau équivalent-tissu de 30 cm \times 30 cm \times 15 cm. Ce fantôme est indiqué pour la mesure par dosimètre individuel de l'équivalent de dose individuel.

La figure 3.25 propose une vue schématique du dispositif expérimental permettant d'accéder à la réponse $H_p(10, \alpha)$ en fonction de l'angle d'incidence, en présence d'un fantôme plaque ISO-PMMA.

Le ratio $R(10, \alpha)$ de $H_p(10, \alpha)$ sur $H_p(10, 0^\circ)$ pour différentes énergies de photons et pour différents angles d'incidence est proposé à la figure 3.26.

Pour les rayonnements faiblement énergétiques (e.g. 15 keV), à mesure que l'angle d'incidence α croît et par conséquent la distance à parcourir jusqu'au point de mesure, l'effet de l'atténuation du faisceau se fait ressentir et la dose absorbée sous 10 mm, $D_t(10)$, chute de façon importante ; dans ce domaine d'énergie, l'interaction photoélectrique est prépondérante et la diffusion Compton quasi inexistante.

Pour des énergies plus importantes, cette diffusion Compton devient significative et l'atténuation de faisceau incident moins importante. Le photon diffusé participe à l'augmentation de la dose au point de mesure sous 10 mm et compense l'atténuation du faisceau primaire. Ceci explique l'aplatissement de la réponse en angle, en fonction de l'angle pour des énergies de photons incidents croissantes.

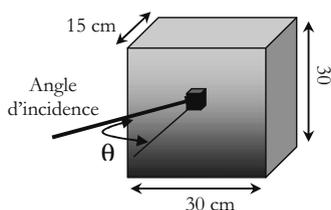


Figure 3.25 – Vue schématique du dispositif expérimental permettant d'accéder à $H_p(10, \alpha)$ en fonction de l'angle d'incidence, en présence d'un fantôme plaque en PPMA.

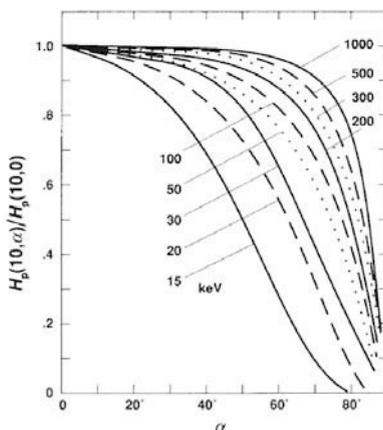


Figure 3.26 – Facteur de dépendance angulaire $R(10, \alpha)$ défini par le ratio de $H_p(10, \alpha)$ sur $H_p(10, 0^\circ)$ pour des énergies de photons comprises entre 15 keV et 1 MeV, et pour différents angles d'incidence, calculé par un code Monte-Carlo [12] valeurs fournies dans l'annexe 2.

Réponse d'un dosimètre absolu (FLi) en termes de $H_p(0,07)$ et $H_p(10)$

Dans le cas précédent, si en lieu et place de la couronne de peau morte on appose un dosimètre qui mesure la dose absorbée sous 70 μm de tissu, celui-ci *de facto* mesure l'équivalent de dose individuel $H_p(0,07)$ au facteur de qualité Q près. En effet, ce dernier intègre dans le résultat de mesure, outre la dose déposée à cette profondeur par le rayonnement incident, celle provenant du rayonnement diffusé. Typiquement, le cas de l'utilisation d'une « bague FLi » autour du doigt permet ce type de mesure pour les photons et rayonnements β d'énergie moyenne élevée. En effet, le FLi7, composé de fluor et lithium sensible aux photons dans les détecteurs, constitue un bon équivalent-tissu vis-à-vis des photons (seulement 50 % d'erreur au maximum pour des photons de 50 keV) et des électrons ; de plus, pour une bague FLi, le volume sensible du détecteur (pastille) est enserré dans un plastique thermorétractable dont l'épaisseur correspond aux 70 μm de la couche basale de la peau : nous sommes clairement en présence d'un « dosimètre absolu », mesurant directement sans coefficient de passage la dose absorbée dans les tissus sous 70 μm .

Par ailleurs, le facteur de qualité des photons et électrons étant de 1, on obtient donc spontanément sans étalonnage $H_p(0,07)$. La figure 3.27 suivante illustre l'analogie entre le modèle théorique de $H_p(0,07)$ spécifié par la CIPR 74 au moyen de l'approche de Schultz et Zoetelief [46] et la mesure de cette grandeur par le « dosimètre absolu » bague FLi, pour ($\alpha = 0$).

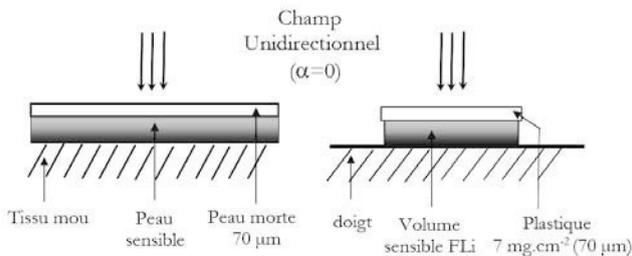


Figure 3.27 – Analogie entre le modèle théorique de $H_p(0,07)$ spécifié par la CIPR 74 au moyen de l'approche de Schultz et Zoetelief [46] et la mesure de cette grandeur par le « dosimètre absolu » bague FLi, pour ($\alpha = 0$).

Cette propriété reste marginale : pour la plupart des technologies de dosimètres individuels, nous verrons qu'il est nécessaire de procéder à un étalonnage permettant d'accéder à la grandeur opérationnelle.

3.5.5 Différence entre rayonnements fortement et faiblement pénétrants en terme de dosimétrie opérationnelle

Si la différence entre rayonnements faiblement et fortement pénétrants peut être appréhendée physiquement par le pouvoir de pénétration de telle ou telle particule dans la matière, la différenciation adoptée par l'ICRU est davantage d'ordre sanitaire. Le rapport 51 de l'ICRU [29] précise cette distinction en ces termes : « un rayonnement sera faiblement pénétrant si l'équivalent de dose la plus proche de la limite est l'équivalent de dose au niveau de la lentille de l'œil ou celui défini pour la peau. Il sera fortement pénétrant si c'est l'équivalent de dose « corps entier » qui est le plus proche de la dose efficace limite ». Pour illustrer cette approche sanitaire, considérons deux rayonnements distincts : les photons du ^{60}Co et les rayonnements β « purs » du ^{32}P auxquels serait exposé un travailleur de catégorie A. Les limites réglementaires liées à ce classement sont : une dose efficace $E = 20$ mSv et une dose équivalente $H_T = 500$ mSv pour les extrémités hors cristallin. De façon arbitraire, mais néanmoins réaliste, postulons que l'exposition aux photons soit responsable d'un équivalent de dose « corps entier » $H_p(10) = 10$ mSv et au niveau de la peau $H_p(0,07) = 2$ mSv ; pour ce cas, l'équivalent de dose le plus proche de la limite de la grandeur de protection correspondante est celui du « corps entier ». En conséquence, ce type de rayonnement peut être qualifié de « fortement pénétrant ». Considérons cette fois que l'exposition aux β ait conduit aux équivalents de

dose suivants : $H_p(10) = 0,01$ mSv et $H_p(0,07) = 300$ mSv, cette fois l'équivalent de dose à la peau est clairement le plus proche de la limite de H_{peau} et ce type de rayonnement peut être qualifié de « faiblement pénétrant ».

3.5.6 Facteur de conversion « grandeur physique de référence – équivalent de dose »

Du point de vue pratique, l'enjeu consiste désormais à raccorder les grandeurs opérationnelles aux grandeurs physiques de référence que l'on peut mesurer au moyen d'appareils appropriés, qu'elles soient de nature radiométrique (e.g. fluence Φ) ou en référence à l'action du rayonnement sur la matière donc de nature dosimétrique (e.g. kerma dans l'air K_a , dose absorbée dans les tissus D_t). Ajoutons qu'en plus d'être mesurables, ces grandeurs physiques de référence sont également accessibles, pour certaines, par calcul déterministe ou de type stochastique au moyen de codes de transport de type Monte-Carlo.

Un groupe de travail commun entre l'ICRU dans son rapport 57 et la CIPR dans sa publication 74 [12] spécifie un certain nombre de facteurs de conversion « grandeur physique de référence – équivalent de dose » pour les photons, neutrons et électrons et pour des gammes d'énergies étendues.

Ces facteurs de conversion sont particulièrement appropriés, nous en reparlerons, pour l'étalonnage d'appareils de radioprotection dans le « laboratoire secondaire » (i.e. laboratoire d'étalonnage de dosimètres dans une installation nucléaire) moyennant la connaissance au point P où s'effectue cet étalonnage de la grandeur physique reliée à ce facteur de conversion, dans le champ de rayonnement de référence (e.g. connaissance de $K_a(P)$ en un point P situé à une certaine distance d'une source étalon de ^{60}Co).

L'autre intérêt majeur de ces facteurs concerne la simulation numérique de scènes radiologiques (e.g. salles d'accélérateur, bâtiment réacteur, boîte à gants...) au moyen de codes de calculs. Ils permettent d'accéder instantanément à la grandeur opérationnelle recherchée par simple pondération de ces facteurs par le résultat du calcul de l'estimateur de la grandeur physique, nous en reparlerons également par la suite.

Protocole de calcul des coefficients de conversion

Les calculs sont réalisés au moyen de code de transport de particule de type Monte-Carlo de la façon suivante : un calcul initial permet d'évaluer la grandeur de référence en un point P du champ de référence à une énergie donnée. Un second consiste à centrer au point P une sphère ICRU et à calculer au moyen de l'estimateur *ad hoc* proposé par le code de calcul la dose absorbée dans la sphère à la profondeur spécifiée. Le coefficient de conversion est par suite obtenu par ratio des deux résultats de calcul ; son symbole est « h ». La figure 3.28 donne cette procédure pour la détermination des facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant » $h_{K_a}^*(10) =$

$(H^*(10)/K_a)_{E\gamma}$ et « fluence-équivalent de dose ambiant » $h^*_\Phi(10) = (H^*(10)/\Phi)_{E\gamma}$ pour des photons.

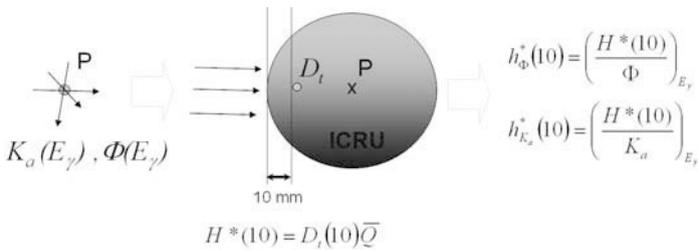


Figure 3.28 – Protocole de calcul Monte-Carlo des coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose » et kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant » pour les photons.

On remarquera que dans la seconde phase du calcul pour l'évaluation de $H^*(10)$, la simulation du champ de rayonnement a été modifiée pour devenir expansée et unidirectionnelle conformément à la définition de cet équivalent de dose.

Facteurs de conversion pour les photons

Les figures suivantes donnent les courbes de la publication 74 de la CIPR [12] des facteurs de conversion principaux « grandeur physique de référence – équivalent de dose » pour les photons. La figure 3.29 fournit les facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » pour les rayonnements fortement pénétrants et « fluence-équivalent de dose individuel » pour les rayonnements faiblement pénétrants $h^*_\Phi(10) = (H^*(10)/\Phi)_{E\gamma}$ et $h^*_\Phi(0,07) = (H^*(0,07)/\Phi)_{E\gamma}$. Ces facteurs sont reproduits sous forme de tableau dans l'annexe 3.

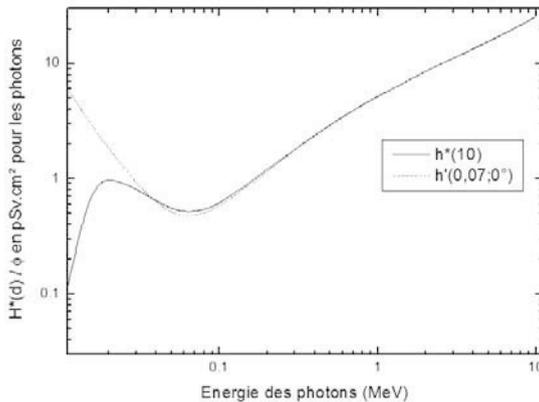


Figure 3.29 – Courbes des facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » pour les rayonnements fortement pénétrants et « fluence-équivalent de dose individuel » pour les rayonnements faiblement pénétrants pour les photons, d'après les données de la CIPR 74 [12]. Valeurs fournies en annexe 3.

Il convient de s'attarder sur le comportement de la courbe de $h_{\Phi}^*(10)$ de 10 à 100 keV : on assiste à un accroissement du coefficient pour des énergies de photons de 10 à environ 20 keV imputable au facteur de transmission diminuant à mesure que l'énergie augmente dans cette zone où le processus photoélectrique est quasi exclusif. À 20 keV, la courbe atteint un épaulement avant de s'infléchir et décroître jusqu'à 100 keV. Ce comportement s'explique par l'apparition dans cette zone, à mesure que l'énergie augmente, de la composante croissante du processus Compton qui est responsable d'une fraction infime d'énergie transférée aux électrons secondaires. Dans cette même zone, ce processus est en compétition avec le processus photoélectrique pour lequel toute l'énergie du photon est transférée au milieu. Une conséquence du comportement de ce profil de courbe est typiquement illustrée par le calcul de l'équivalent de dose d'une source ponctuelle de ^{241}Am à une distance d de celle-ci dans l'air ou le vide. Ce radionucléide émet un photon de 15 keV situé sensiblement au niveau de l'épaulement précité et d'un photon de 60 keV situé dans la zone d'inflexion. Ces photons sont émis avec les pourcentages d'émission respectifs suivants : 43 % et 36 %. Il est fréquent dans les calculs relatifs à ce type de source – sans protection biologique – d'assister à l'omission de la composante d'irradiation liée au photon de 14 keV, alors que, nous le vérifierons ultérieurement, dans cette configuration de calcul ce dernier est responsable de la majeure partie de l'équivalent de dose liée aux photons.

Concernant la comparaison des courbes de $h_{\Phi}^*(10)$ vis-à-vis de $h_{\Phi}^*(0,07)$, on remarquera aux faibles énergies (< 50 keV) une majoration importante de $h_{\Phi}^*(0,07)$ vis-à-vis du facteur de conversion de l'équivalent de dose ambiant : en deçà de ces énergies, la forte section efficace d'interaction photoélectrique dans les tissus atténue significativement le faisceau incident de photons jusqu'à la profondeur de 10 mm ; en conséquence : $h_{\Phi}^*(0,07) \gg h_{\Phi}^*(10)$. Cette observation renvoie d'ailleurs au caractère de « fortement » et « faiblement » pénétrant pour un rayonnement, établi précédemment.

À partir de 100 keV, les deux courbes sont sensiblement confondues jusqu'à 10 MeV : au-delà de cette énergie, le faisceau incident devient « fortement pénétrant », la fluence de photons primaires peu altérée et nous pouvons alors postuler qu'en tout point de la sphère ICRU : $D_t(x) \approx \text{cste}$, ce qui induit $h_{\Phi}^*(0,07) = h_{\Phi}^*(10)$ en rappelant que $w_R = 1$. Ajoutons qu'à partir de cette énergie, la progression constante de la courbe est imputable au fait que dans les tissus l'interaction prépondérante est de type Compton et que, comme admis au chapitre 2, plus l'énergie du photon incident est forte, plus celle emportée par l'électron Compton est en moyenne élevée : l'énergie cédée dans le milieu croît donc à mesure que l'énergie augmente.

Si nous reprenons l'exemple traité au § 3.3.6 (p. 169), d'une fluence mono-énergétique $\Phi_{\gamma} = 2 \cdot 10^6$ (γ) $\cdot\text{cm}^{-2}$ de photons de 1 MeV, il est donc désormais possible d'accéder à la grandeur opérationnelle de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ dédiée à l'estimation de la grandeur de protection dose efficace E par le calcul trivial suivant :

$$H^*(10) = \left(\frac{H^*(10)}{\Phi} \right)_{E_\gamma} \Phi(E_\gamma) = 5,2 \cdot 10^{-12} \times 2 \cdot 10^6 = 1,04 \cdot 10^{-5} \text{ Sv} = 10,4 \text{ } \mu\text{Sv}$$

Le calcul de la dose efficace E pour ce cas de figure conduisait à une valeur de 8 μSv . Le résultat est donc bien conforme au postulat : l'équivalent de dose ambiant majore la dose efficace.

$$H^*(10) \geq E$$

Autrement dit, au moyen d'un calcul unique, on peut accéder à une estimation, légèrement majorante, de la grandeur de protection.

Bien que l'enjeu de ces facteurs de conversion soit le raccordement à une grandeur physique mesurable, dans certains cas triviaux, pour lesquels le terme source est clairement identifié, la grandeur physique peut s'obtenir par calcul analytique. Par suite, le coefficient de conversion *ad hoc* permet un accès quasi immédiat à la grandeur opérationnelle. Par exemple, pour une source ponctuelle de ^{131}I de 1 Bq émettant plusieurs raies avec des intensités d'émission différentes : 284 keV à 6 %, 365 keV à 82 % et 637 keV à 7 %, déterminons le débit d'équivalent de dose ambiant à une distance de 30 cm de celle-ci. Les coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » sont respectivement pour ces énergies : 1,5 pSv·cm², 2 pSv·cm² et 4 pSv·cm². L'équivalent dose ambiant s'obtient alors par sommation selon (3.16).

$$\dot{H}^*(10) = \sum_{E_\gamma} h_\Phi^*(10) \dot{\Phi}(E_\gamma) = \sum_{E_\gamma} h_\Phi^*(10) \left(\frac{A \Gamma(E_\gamma)}{4\pi d^2} \right) \quad (3.16)$$

$$\dot{H}^*(10) = \frac{3600 \times 10^{-6}}{4\pi \times 30^2} \cdot ((0,06 \times 1,5) + (0,82 \times 2) + (0,07 \times 4)) = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Nous remarquerons qu'il peut être commode de disposer d'un coefficient de conversion unique pour la source considérée et ce, en particulier, pour les opérations d'étalonnage dans un laboratoire secondaire à partir d'une source étalon émettant plusieurs raies. On accède à ce coefficient en effectuant le ratio de l'expression (3.16) par le débit de fluence totale $\dot{\Phi}$ selon (3.17).

$$\left(\frac{H^*(10)}{\Phi} \right)_{^{131}\text{I}} = \frac{1}{\dot{\Phi}} \sum_{E_\gamma} h_\Phi^*(10) \dot{\Phi}(E_\gamma) \quad (3.17)$$

Cette relation définit un coefficient de conversion « moyen » pour le radio-nucléide considéré. La fluence de ce cas d'étude est :

$$\dot{\Phi} = \frac{0,06 + 0,82 + 0,07}{4\pi \times 30^2} = 8,4 \cdot 10^{-5} \text{ } (\gamma) \cdot \text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

Le coefficient de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » pour le ^{131}I est finalement :

$$h_\Phi^*(10) = \left(\frac{H^*(10)}{\Phi} \right)_{^{131}\text{I}} = \frac{6,4 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-6}}{3600 \times 8,4 \cdot 10^{-5}} = 2,11 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$$

Afin d'illustrer encore cette approche calculatoire d'une grandeur opérationnelle en présence d'un terme source, référons-nous au cas de la source linéique traitée au chapitre 1, en considérant une source de 1 GBq de ^{137}Cs émettant une raie unique de 662 keV avec un pourcentage d'émission de 85 %. Le coefficient de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » est de 3 pSv·cm². Le calcul du débit d'équivalent de dose ambiant s'obtient alors comme suit (cf. le calcul de la fluence pour une ligne au chapitre 1) :

$$\dot{H}^*(10) = h_{\Phi}^*(10) \dot{\Phi} = h_{\Phi}^*(10) \frac{\Gamma A}{4\pi L h} \left(\arctan\left(\frac{L_1}{h}\right) + \arctan\left(\frac{L_2}{h}\right) \right) \Rightarrow$$

$$\dot{H}^*(10) = 3 \cdot 10^{-12} \times \frac{3600 \times 0,85 \times 10^9}{4\pi \times 10 \times 3} \left(\arctan\left(\frac{1}{3}\right) + \arctan\left(\frac{9}{3}\right) \right) = 38 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$$

À noter que pour ces calculs, en raison du milieu de propagation : l'air et des distances « source-observateur », ni l'atténuation de la fluence ni le facteur d'accumulation n'ont été pris en compte.

Ajoutons que pour des photons de haute énergie, des valeurs de ces coefficients sont accessibles pour des énergies jusqu'à 10 GeV [44].

Enfin, la figure 3.30 fournit les facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant » pour les rayonnements fortement pénétrants et « kerma dans l'air-équivalent de dose individuel » pour les rayonnements faiblement pénétrants $h_{K_a}^*(10) = (H^*(10)/K_a)_{E\gamma}$ et $h'_{K_a}(0,07) = (H'(0,07)/K_a)_{E\gamma}$. Ces facteurs sont reproduits sous forme de tableau dans l'annexe 4.

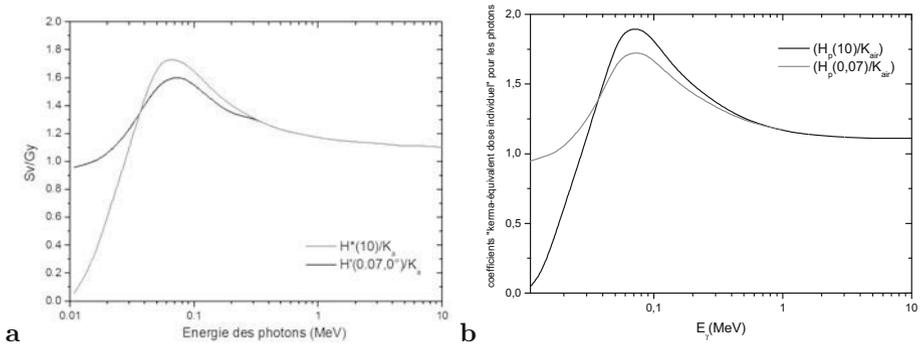


Figure 3.30 – a) Courbes des facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant » pour les rayonnements fortement pénétrants et « kerma dans l'air-équivalent de dose directionnel » pour les rayonnements faiblement pénétrants pour les photons. b) Courbes des facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent individuel » pour les rayonnements fortement pénétrants et les rayonnements faiblement pénétrants pour les photons, d'après les données de [12] – les valeurs sont fournies en annexe 4.

Les courbes de la figure 3.30 sont particulièrement pertinentes pour les opérations de raccordement dans un laboratoire secondaire, lors de l'étalonnage d'appareils de radioprotection sensibles aux photons ; le kerma dans l'air étant

la grandeur physique de référence préconisée pour les instruments de transfert dédiés aux photons (e.g. chambre PTW).

Pour l'étalonnage des dosimètres individuels effectué sur des fantômes appropriés simulant tout ou partie du corps, les coefficients de conversion « kerma-équivalent de dose individuel » $h_{pK}(10)$ et $h_{pK}(0,07)$ permettent le passage de la grandeur physique K_a aux grandeurs opérationnelles $H_p(10)$ et $H_p(0,07)$.

Facteurs de conversion pour les neutrons

La grandeur physique de référence pour les neutrons reste la fluence, en raison de l'accès au spectre énergétique de cette grandeur par différentes techniques de détection détaillées dans le chapitre 2. La figure 3.31 donne les coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose ambient » $h_{\Phi}^*(10) = (H^*(10)/\Phi)_{E_n}$ d'après la publication 74 de la CIPR [12] pour les énergies inférieures à 200 MeV. Ces facteurs sont reproduits sous forme de tableau dans l'annexe 4. Ajoutons que Ferrari et Pelliccioni [18] ont calculé ces valeurs pour des énergies de neutrons jusqu'à 10 TeV liées à l'utilisation d'accélérateurs de particules de haute énergie.

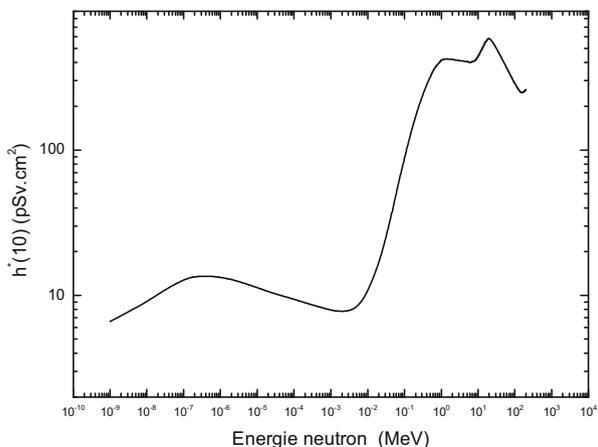


Figure 3.31 – Facteur de conversion d'équivalent de dose ambient sous 10 mm par unité de fluence d'après les données de [12] – valeurs fournies en annexe 5.

On se rappellera que pour des énergies supérieures à environ 200 keV et au facteur de qualité près, cette courbe suit le kerma de première collision dans les tissus (seule grandeur dosimétrique de référence calculable pour les neutrons) et qu'en deçà de cette énergie, elle majore cette grandeur (cf. chapitre 2).

Comme précédemment admis, les émissions neutroniques monoénergétiques restent marginales. Nous verrons que pour un poste de travail soumis à une exposition de neutrons polyénergétiques, il peut être nécessaire de procéder à un calcul de spectre énergétique de fluence Φ_E au moyen d'un code de transport de type Monte-Carlo pour caractériser au mieux le champ de rayonnement en présence ou de procéder à la mesure de ce spectre *in situ*. Une fois

cette donnée connue, échantillonnée sous forme d'histogramme, on effectue la somme de chacune des contributions partielles à la fluence $\Phi(E_i; E_{i+1})$ pondérées par le facteur de conversion $h_{\Phi}^*(E_i)$ de la borne inférieure pour obtenir l'équivalent de dose selon (3.18).

$$H^*(10) = \sum_{E_i} h_{\Phi}^*(10)_{E_i} \Phi(E_i; E_{i+1}) \tag{3.18}$$

De même, concernant l'étalonnage d'appareil de radioprotection sensible aux neutrons, dans un laboratoire secondaire, au moyen d'une source étalon, il est nécessaire de disposer d'un coefficient de conversion moyen unique. En s'inspirant de l'expression (3.17), ce coefficient pour un spectre continu s'obtient théoriquement selon l'expression (3.19).

$$\bar{h}_{\Phi}^* = \frac{1}{\Phi} \int_0^{E_{\max}} h_{\Phi}^*(E_n) \Phi(E_n) dE_n \tag{3.19}$$

En pratique, le spectre énergétique de la fluence d'une source de ^{252}Cf est échantillonné (cf. représentation en histogramme d'une source de ^{252}Cf , chapitre 1). L'expression (3.19) est donc discrétisée comme (3.20).

$$\bar{h}_{\Phi}^* = \frac{1}{\Phi} \sum_{E_i} h_{\Phi}^*(E_i) \Phi(E_i; E_{i+1}) \tag{3.20}$$

Cette approche conduit pour une source de ^{252}Cf à un facteur de conversion moyen « fluence-équivalent de dose ambiant » $\bar{h}_{\Phi}^*(10)$ de 385 pSv·cm². Ainsi, si on considère une source de neutrons émettant 100 (n)·s⁻¹, le début d'équivalent de dose à 1 mètre est le suivant :

$$H^*(10) = \bar{h}_{\Phi}^*(10)_{^{252}\text{Cf}} \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} = 3600 \times 385 \cdot 10^{-12} \times \frac{100}{4\pi \times (100^2)} = 1,1 \text{ nSv} \cdot \text{h}^{-1}$$

On accède donc par un calcul simple à la grandeur opérationnelle pour une source de spectre continu.

Considérons cette fois le cas mixte « classique » d'émission de neutrons et de photons telle que produite par une source ponctuelle d'AmBe. Déterminons le débit d'équivalent de dose ambiant à 50 cm d'une source d'AmBe dont la masse de la partie active est de 0,88 gramme. La norme ISO 8529 [31] annonce une émission spécifique de la source de $6,6 \cdot 10^{-5}$ (n)·s⁻¹·Bq⁻¹ cumulant à la fois la contribution marginale par fission spontanée et par réaction (α, n) qui constitue l'émission majoritaire. Pour ce spectre de neutrons considéré, un coefficient de conversion moyen « fluence-équivalent de dose ambiant » de 391 pSv·cm² est appliqué. Au préalable, il est nécessaire d'accéder à l'activité correspondant à une telle masse ; on l'obtient à partir de l'activité spécifique d'un radionucléide se calculant à l'aide de la formule suivante :

$$A_m = \frac{\lambda \eta_A}{A}$$

avec λ la constante de décroissance radioactive en s⁻¹, η_A le nombre d'Avogadro et A la masse atomique. La période du ^{241}Am étant de 432,6 ans, l'activité spécifique vaut donc

$$A_m = \frac{[\ln(2)/T_{1/2}] \eta_A}{A} = \frac{[\ln(2)/(432,6 \times 365 \times 24 \times 3600)] \times 6,02 \cdot 10^{23}}{241}$$

$$= 1,269 \cdot 10^{11} \text{ Bq/g}$$

En conséquence, une masse de 0,88 g présente une activité en ^{241}Am de 111 GBq. L'équivalent de dose ambiant s'obtient de la même façon que pour la source de ^{252}Cf .

$$\dot{H}_n^*(10) = \bar{h}_\Phi^*(10)_{\text{AmBe}} \left(\frac{\dot{N}_n}{4\pi d^2} \right) = \bar{h}_\Phi^*(10)_{\text{AmBe}} \left(\frac{Y_A A}{4\pi d^2} \right)$$

$$= 3600 \times 391 \cdot 10^{-12} \times \frac{6,6 \cdot 10^{-5} \times 111 \cdot 10^9}{4\pi \times (50^2)} = 330 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Il ne faut pas oublier de tenir compte de la composante liée à l'émission photonique du ^{241}Am . Cette dernière, nous l'avons déjà mentionné, est responsable de l'émission d'un photon de 60 keV à 36 % et d'un photon de 15 keV à 43 %. Les coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » sont fournis dans l'annexe 3 et sont respectivement de 0,51 pSv·cm² et 0,83 pSv·cm². Si dans les calculs précédents relatifs aux photons, nous avons omis le facteur de transmission lié au milieu interposé entre la source et le point de calcul, en toute rigueur ce paramètre doit être pris en compte. En l'espèce le milieu est ici de l'air. Ainsi, l'équivalent de dose ambiant lié à l'émission de ces deux photons, en considérant un facteur d'accumulation $B(\mu x, E_\gamma)$ dans l'air négligeable, est donné par :

$$\dot{H}_\gamma^*(10) = \sum_{E_\gamma} h_\Phi^*(10) \left(\frac{A \Gamma(E_\gamma)}{4\pi d^2} \right) T_{\text{air}}(\mu x, E_\gamma)$$

Les résultats des facteurs de transmission obtenus à partir des coefficients d'atténuation massique donnés au chapitre 2, pour ce cas, sont les suivants :

$$T_{\text{air}}(\mu x, 15 \text{ keV}) = \exp(-1,615 \times 1,3 \cdot 10^{-3} \times 50) = 0,9 \cong 1$$

$$T_{\text{air}}(\mu x, 60 \text{ keV}) = \exp(-0,187 \times 1,3 \cdot 10^{-3} \times 50) = 0,98 \cong 1$$

Finalement, avec $[h_\Phi^*(10)]_{15 \text{ keV}} = 0,83 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $[h_\Phi^*(10)]_{60 \text{ keV}} = 0,51 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^{-2}$.

On obtient alors le débit d'équivalent de dose ambiant suivant :

$$\dot{H}_\gamma^*(10) \cong 3600 \times \left(\frac{1,11 \cdot 10^{11}}{4\pi \times 50^2} \right) \times \left[(0,43 \times 0,83 \cdot 10^{-12} \times 0,9) + (0,36 \times 0,51 \cdot 10^{-12} \times 0,98) \right]$$

$$\dot{H}_\gamma^*(10) \cong 2,28 \cdot 10^{-3} + 4,08 \cdot 10^{-3} \text{ Sv/h} = 6,4 \text{ mSv/h}$$

Plusieurs enseignements peuvent être tirés de ce développement : tout d'abord, comme mentionné sur le commentaire de la figure 3.29, la contribution du photon de 15 keV est deux fois plus importante que celle de 60 keV à l'équivalent de dose photonique du ^{241}Am , dans l'air (donc dans le vide). Dans ce même milieu, il apparaît que cette composante photonique est 22 fois supé-

rieure à celle liée à l'émission neutronique. Cependant, ce constat doit être nuancé par la non-prise en compte d'une éventuelle auto-atténuation intrinsèque à la source même ou de l'enveloppe de celle-ci, qui aurait pour effet de limiter cette composante photonique. Par ailleurs, nous montrerons au chapitre 5 que l'interposition d'écrans de Z élevé provoque une inversion des contributions : à mesure que l'épaisseur de la protection augmente, la contribution neutronique à l'équivalent de dose de la source AmBe devient largement prépondérante et celles liées aux γ négligeable.

À noter qu'au chapitre 4 un paragraphe est consacré aux facteurs de conversion moyens « fluence-équivalent de dose ambiant » pour différentes sources neutroniques.

3.5.7 Facteurs de conversion pour les électrons

Pour les électrons, la grandeur physique de référence est également la fluence au point de référence et en raison de leur faible pouvoir de pénétration dans la matière, la grandeur opérationnelle recommandée est l'équivalent de dose directionnel $H'(d)$. Les courbes de la figure 3.32 donnent ces coefficients pour les profondeurs 70 μm , 3 mm et 10 mm. Ces valeurs sont données sous forme de tableau à l'annexe 6.

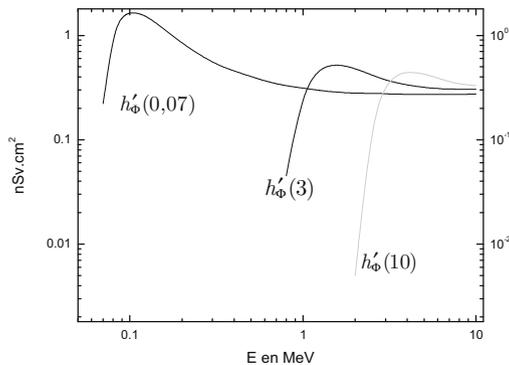


Figure 3.32 – Facteur de conversion fluence électronique équivalent de dose sous 0,07, 3 et 10 mm de tissu vivant d'après les données de [12] – valeurs fournies en annexe 6.

Les coefficients de conversion $h'_\phi(0,07)$, $h'_\phi(3)$ et $h'_\phi(10)$ permettent, moyennant la connaissance de la fluence électronique, de calculer les estimateurs respectifs de la dose équivalente à la peau H_{peau} , de la dose équivalente au cristallin de l'œil $H_{\text{œil}}$ et de la dose efficace « corps entier ». Nous pouvons observer une limite en énergie en deçà de laquelle ces coefficients sont nuls : il s'agit de l'énergie minimale pour atteindre la profondeur de tissu relative à la grandeur opérationnelle recherchée. On peut ainsi estimer en regardant la courbe $h'_\phi(10)$ qu'un électron doit emporter une énergie minimale d'environ 2 MeV pour atteindre la profondeur de 10 mm, ceci est corroboré par un calcul

de portée fourni par la formule de Katz et Penfold, équation (2.3), conduisant à la valeur de 9,5 mm.

Par ailleurs, pour chacun des coefficients de conversion, le pic correspondant à un maximum de dépôt d'énergie est à relier au « pic de Bragg » précédemment étudié pour le dépôt d'énergie des particules chargées.

Dans le cas des spectres d'émission des β , un calcul par bande d'énergie peut être réalisé conformément à l'expression (3.16). Mais en première approximation, un calcul à partir du coefficient de conversion à l'énergie moyenne du spectre \bar{E}_β peut être envisagé selon deux cas de figure : pour un spectre de type maxwellien (e.g. ^{32}P), il s'agit de considérer une énergie moyenne égale au tiers de l'énergie maximale

$$\bar{E}_\beta = \frac{E_{\beta\text{max}}}{3}$$

Pour des spectres de forme « moins caractéristique », on obtiendra l'énergie moyenne dans une base de données nucléaires (e.g. www.oecd-nea.org/janis) ou par approximation empirique selon par exemple la méthode de Joffre [34] en fonction du numéro atomique du radioélément et de $E_{\beta\text{max}}$ (tableau 3.6).

| $E_{\beta\text{max}}$ en MeV | 0,2 | 0,5 | 1 | 2 |
|--------------------------------|------|------|------|------|
| N° atomique du radioélément | | | | |
| 4 | 0,15 | 0,16 | 0,20 | 0,21 |
| 10 | 0,12 | 0,13 | 0,18 | 0,20 |
| 20 | 0,12 | 0,13 | 0,16 | 0,19 |
| 40 | 0,11 | 0,12 | 0,14 | 0,18 |
| 80 | 0,09 | 0,09 | 0,11 | 0,15 |

Tableau 3.6 – Coefficient de pondération de $E_{\beta\text{max}}$ pour obtenir E_β en fonction du numéro atomique du radioélément et en fonction de $E_{\beta\text{max}}$ [34].

En s'attardant sur la forme de la courbe relative aux coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose sous 70 μm », au-delà d'une énergie de 300 keV, on observe que celle-ci présente un plateau constant, dont la valeur est de 0,32 nSv $\cdot\text{cm}^2$. Ainsi, on peut approximer le débit d'équivalent de dose sous 70 μm pour une source d'activité A avec un taux d'embranchement Γ , pour des électrons d'énergie supérieure à 300 keV (idem pour E_β pour un spectre β) à une distance d en cm inférieure à 30 cm, par la relation suivante :

$$\dot{H}'(0,07)_{\text{Sv/h}} = 9 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{A\Gamma}{d^2}$$

Par exemple, pour le débit d'équivalent de dose à 30 cm d'une source ponctuelle de ^{32}P de 37 GBq, la forme du spectre de type maxwellien nous permet de définir l'énergie moyenne à 1/3 de l'énergie maximale, soit : avec $E_{\beta\text{max}} = 1,71$ MeV, nous avons $E_\beta = 700$ keV pour une émission de 100 % :

$$\dot{H}'(0,07)_{\text{Sv/h}} = 9 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{A\Gamma}{d^2} = 9 \cdot 10^{-8} \times \frac{37 \cdot 10^9}{30^2} = 3,7 \text{ Sv/h}$$

Attention, insistons sur la validité de cette formule pour une distance à la source inférieure à 30 cm. Au-delà de cette distance, l'atténuation dans l'air devient significative pour les β , ainsi que la dégradation de l'énergie pour des électrons monoénergétiques, ce qui altère significativement cette approximation. À noter, enfin, que la CIPR donne ces coefficients jusqu'à une énergie de 10 MeV. Pelliccioni [44] étend les facteurs de conversion fluence-équivalent de dose ambiant sous 10 mm jusqu'à une énergie de 10 GeV.

Nota : si ces coefficients de conversion dédiés aux électrons sont utilisés lors de calculs numériques ou analytiques permettant l'accès à la fluence d'électrons, ils ne sont cependant pas utilisés lors de l'étalonnage d'appareil de radioprotection, rappelons que la grandeur physique de référence pour les électrons et les β reste la dose absorbée dans les tissus : D_t .

Facteurs de conversion pour les particules lourdes chargées

Afin de calculer les facteurs de conversion fluence-équivalent de dose ambiant, Pelliccioni [43] a effectué des calculs de dose absorbée dans la sphère ICRU à l'aide d'un code Monte-Carlo (cf. chapitre 2). De même, il a calculé le facteur de qualité Q dans la sphère ICRU, pour une gamme d'ions légers et des énergies allant jusqu'à 1 GeV. La figure 3.33 donne les facteurs de conversion fluence-équivalent de dose en fonction de la profondeur de la sphère ICRU pour des protons incidents d'énergie monocinétique de 50, 100, 200, 500 et 1000 MeV.

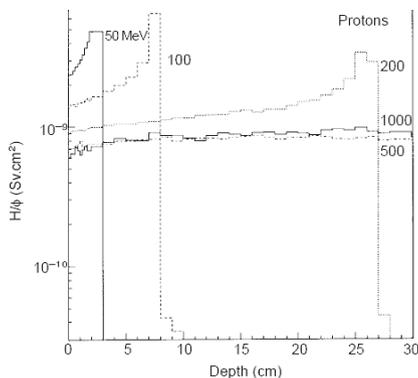


Figure 3.33 – Facteurs de conversion fluence-équivalent de dose en fonction de la profondeur de la sphère ICRU pour des protons incidents d'énergie monocinétique de 50, 100, 200, 500 et 1000 MeV (d'après [43], avec l'autorisation de Oxford University Press).

Deux grandeurs peuvent alors être déduites : l'équivalent de dose ambiant sous 10 mm, qui est la valeur pour une profondeur de 10 mm dans la sphère ICRU et l'équivalent de dose maximal, valeur de l'équivalent de dose maximal dans la sphère ICRU. Cette grandeur permet d'obtenir l'équivalent de dose maximal sans se préoccuper de la profondeur où se situe ce maximum. En fait, dans le cas des protons et plus généralement des ions légers, il se situe à la profondeur du pic de Bragg.

La figure 3.34 donne, pour des protons monoénergétiques, les « facteurs de conversion fluence-équivalent de dose sous une profondeur de 10 mm », $h^*(10)$ et h_{\max} en fonction de l'énergie.

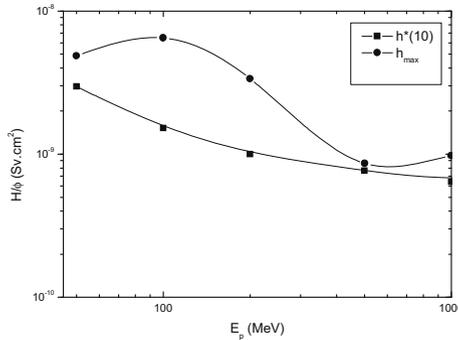


Figure 3.34 – Facteur de conversion « fluence équivalent de dose sous 10 mm de tissu » et « fluence équivalent de dose maximal » (d'après les données de [43]).

À titre d'exemple, prenons un accélérateur de protons de 200 MeV de section 10 cm^2 et d'intensité $1 \cdot 10^{10}$ (protons)·s⁻¹. Le débit d'équivalent de dose ambiant sous 10 mm de tissus dans le faisceau de protons sera de :

$$\dot{H}^*(10) = \frac{1 \cdot 10^{-9}}{10} \times 1 \cdot 10^{10} = 1 \text{ Sv} \cdot \text{s}^{-1}$$

Le débit d'équivalent de dose maximal dans ce même faisceau de protons sera de :

$$\dot{H}_{\max} = \frac{3,4 \cdot 10^{-9}}{10} \times 1 \cdot 10^{10} = 3,4 \text{ Sv} \cdot \text{s}^{-1}$$

Il est à noter qu'il n'y a pas de consensus entre les auteurs sur la valeur des facteurs de conversion pour les protons. En effet, la dose absorbée varie énormément autour du pic de Bragg ; or le calcul est effectué par l'estimation du dépôt d'énergie moyen dans un élément du volume de la sphère ICRU, aussi la dimension de ce volume de calcul influe-t-il sur le résultat.

3.6 Comparaison entre grandeurs opérationnelles et grandeurs de protection

Comme nous l'avons suggéré, la grandeur opérationnelle doit estimer au plus juste la grandeur de protection à laquelle elle est reliée. Ainsi, en toute rigueur, au sens de la radioprotection, si des écarts sont observés entre par exemple E et $H_p(10)$, la grandeur opérationnelle doit surestimer de façon raisonnable la dose efficace afin de toujours s'assurer que le travailleur exposé est en dessous des limites légales d'exposition. Ainsi, idéalement, les inégalités données dans les équations (3.21) doivent être vérifiées.

$$\begin{aligned}
 H_p(10), H^*(10) &\geq E \\
 H'(0,07), H_p(0,07) &\geq H_{\text{extrémité}}
 \end{aligned}
 \tag{3.21}$$

Cela étant, dans son rapport 57, l'ICRU a calculé les écarts entre grandeurs de protection et opérationnelles, et a montré qu'en certaines configurations d'irradiations, la première est sous-estimée par la seconde. La figure 3.35 donne les rapports de $E/H_p(10)$, $E/H^*(10)$ et $E/H'(10)$ pour différentes configurations d'irradiations, énergie et pour les photons et neutrons.

Dans le cas des photons, en géométrie AP, le rapport indique une sous-estimation importante de la dose efficace pour les énergies inférieures à 0,1 MeV.

Pour les neutrons, cette sous-estimation de la grandeur de protection par la grandeur opérationnelle concerne la zone d'énergies comprise entre 10^{-6} MeV et 0,04 MeV.

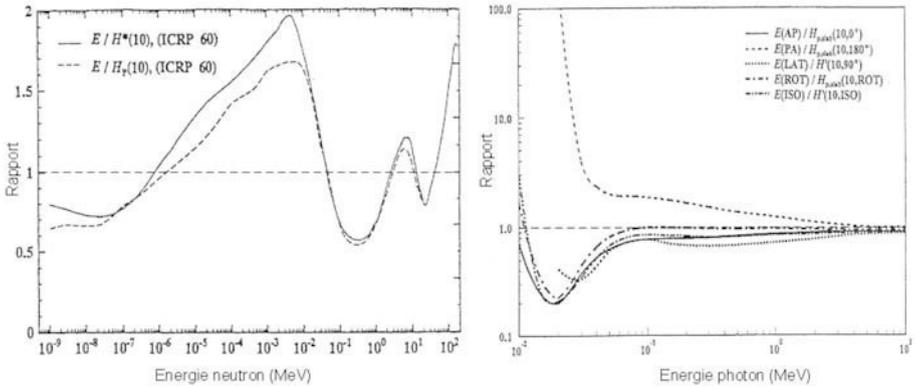


Figure 3.35 – Rapports de $E/H_p(10)$, $E/H^*(10)$ et $E/H'(10)$ pour différentes configurations d'irradiations, énergie et pour les photons et neutrons, d'après [12], avec la permission de Michiya Sasaki, on behalf of ICRP.

Cela étant, comme mentionné précédemment, les situations d'émissions neutroniques monoénergétiques restent marginales et l'essentiel des postes de travail soumis à une exposition aux neutrons le sont au travers d'un spectre (e.g. typiquement spectre d'énergie moyenne d'une centaine de keV pour des postes de travail classiques en présence de matière fissile modérée par des protections biologiques). À ce titre, la CIPR dans sa publication 74 précise que pour la majorité des spectres de neutrons susceptibles d'être rencontrés aux postes de travail, l'équivalent de dose global intégrant la composante relative à chacune des énergies du spectre surestime les doses efficaces globales. Toutefois, nous verrons dans le chapitre 4 suivant, que cette assertion n'est pas vérifiée pour un certain nombre de sources neutroniques (e.g. AmBe).

Par ailleurs, nous avons admis précédemment une variation significative de la réponse en terme d'équivalent de dose des dosimètres individuels en fonction de l'angle d'incidence. Mais quelles peuvent en être les répercussions sur

l'estimation de la dose efficace ? En particulier, lorsqu'un dosimètre étalonné en $H_p(10)$ est soumis à un champ de rayonnement d'angle d'incidence différent de 0° ? Cette réflexion a conduit Chumak et Bakhanova [7] à simuler un fantôme anthropomorphe, ainsi qu'un dosimètre porté à l'avant du fantôme, à la position où celui-ci est porté par un travailleur (sur la gauche, au niveau de la poche avant de la blouse du travailleur). Par calcul Monte-Carlo, ils ont évalué, pour différents angles d'irradiations polaires et azimutaux, la dose efficace fournie par la grandeur opérationnelle lorsque le dosimètre est situé sur le tronc. Ils ont constaté que selon l'angle d'irradiation des sous-estimations importantes de la dose efficace peuvent être observées (figure 3.36).

Ces sous-estimations sont la conséquence de l'atténuation du rayonnement par l'épaisseur du tronc traversée pour atteindre le dosimètre. Elles sont principalement présentes pour des angles d'irradiation azimutaux allant de 60° à 180° .

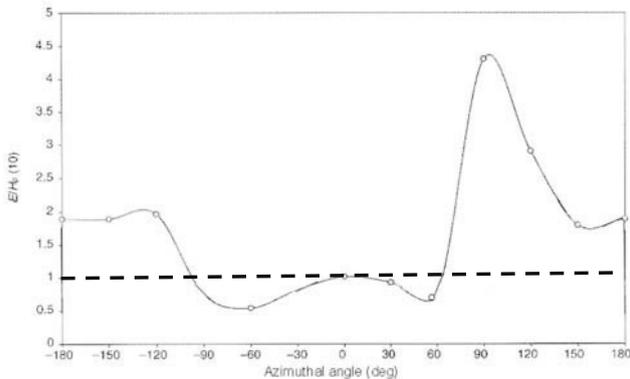


Figure 3.36 – Dépendance angulaire du rapport $E/H_p(10)$ en fonction de l'angle azimutal pour une énergie photon de 200 keV et un dosimètre porté à la poche gauche de la blouse d'un travailleur. D'après [7], avec l'autorisation d'Oxford University Press.

En conclusion, pour une irradiation latérale avec des photons d'environ 50 keV, en cumulant les écarts liés au modèle intrinsèque de l'équivalent de dose (figure 3.35) et à la forte dépendance angulaire de la réponse (figure 3.36), la sous-estimation de la dose efficace par la grandeur opérationnelle peut atteindre environ un facteur 5.

A contrario, Bourgeois [6] a montré une surestimation importante de la dose équivalente à la peau H_{peau} par l'équivalent de dose individuel qui lui est relié : $H_p(0,07)$, pour des sources de rayonnement β ponctuelles au contact de la peau et pour des taches de contamination surfaciques. La figure 3.37 donne le rapport de $H_p(0,07)$ sur H_{peau} pour une tache de contamination surfacique directement en contact avec la peau.

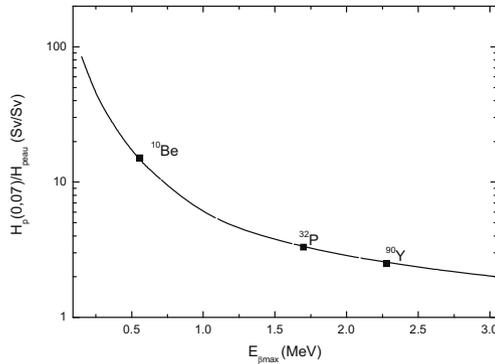


Figure 3.37 – Rapport entre l'équivalent de dose individuel sous 0,07 mm (70 μm) et la dose équivalente à la peau pour une contamination surfacique β^- en fonction de l'énergie maximale des β^- . D'après [6], avec l'autorisation de EDP Sciences.

À l'évidence, plus l'énergie du β^- max est faible, plus l'écart est significatif : surestimation d'un facteur 15 pour le ^{10}Be . Un effet pervers de cette approche est la déclaration d'une dose peau 15 fois supérieure à celle réellement reçue, en pareille exposition pour un dosimètre étalonné en $H_p(0,07)$. Ces écarts importants peuvent s'expliquer comme suit.

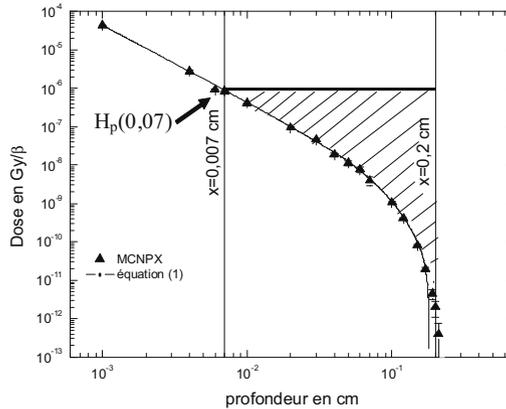


Figure 3.38 – Illustration en profondeur de l'écart entre $H_p(0,07)$ et H_{peau} pour une source surfacique d'un émetteur β^+ : le ^{18}F , adaptée de [6].

Nous avons montré que le calcul de H_{peau} s'effectuait au travers d'une dose moyenne calculée dans une couche de « peau sensible » de 0,193 mm dont la face avant se situe sous 70 μm . Or, on obtient la grandeur $H_p(0,07)$ à partir de l'évaluation de la dose absorbée « ponctuelle » sous 70 μm . Pour le rayonnement considéré, Q est égal à 1 et ainsi : $H_p(0,07) = D_t(0,07)$. La figure 3.38 propose le profil de la dose absorbée ponctuelle $D_t(x)$ dans la zone de « peau sensible » du modèle de Shultz et Zoetellief [46], pour les rayonnements β^+ d'une source ponctuelle de ^{18}F . Nous pouvons observer que ce profil de dose

s'affaisse jusqu'à devenir négligeable sous 2 mm (la portée maximale du β max du ^{18}F est d'environ 2 mm dans les tissus). Ainsi, l'estimation de H_{peau} par $H_p(0,07)$, donc en l'espèce par $D_t(0,07)$, conduit dans ce cas à une majoration excessive de la grandeur ; cet écart est matérialisé sur la figure 3.38 par la partie hachurée.

Par ailleurs, nous pouvons postuler que plus l'énergie maximale du β est faible, plus la portée dans la peau sensible sera limitée et, de fait, l'écart avec la tangente passant par $D_t(0,07)$ importante, ce qu'atteste la figure 3.38.

3.7 Étalonnage des appareils de radioprotection

Si dans de très rares cas les dosimètres permettent un accès instantané à la grandeur opérationnelle recherchée (e.g. cas traité de l'équivalent de dose extrémité $H_p(0,07)$ pour une bague FLi pour les photons et électrons) dans la majeure partie des cas, il faut recourir à une opération d'étalonnage pour raccorder la mesure à la grandeur opérationnelle. Le principe de l'étalonnage d'appareil de radioprotection (d'ambiance et individuel) est développé dans la suite de ce chapitre.

3.7.1 Définition des champs de référence

Les laboratoires primaires de métrologie (e.g. LNHB pour la France) disposent de « faisceaux étalons » pour chaque type de rayonnement indirectement ou directement ionisant, dont les caractéristiques en terme de grandeurs physiques de référence sont clairement identifiées. Ces « champs primaires », en plus d'une variété de représentation des différents types de rayonnement, doivent représenter une gamme d'énergies élargie afin de couvrir au mieux les domaines de réponse des dosimètres. À ce titre, nous verrons ultérieurement que la réponse des dosimètres en fonction de l'énergie $R'(E)$ vis-à-vis de la grandeur opérationnelle peut varier significativement d'une énergie à l'autre. Par ailleurs, cette variété permet une caractérisation plus vaste des « termes sources » d'exposition externe susceptibles d'être présents dans les zones d'exposition radiologique. Ces champs de rayonnements primaires et les domaines d'énergie couverts sont spécifiés plus précisément au travers de normes afin de garantir une reproductibilité des paramètres d'étalonnage. Les normes ISO 4037 [32], ISO 6980 [33] et ISO 8529 [31] définissent les modalités de champs primaires respectivement pour les photons (γ et X), β et neutrons.

Un certain nombre de ces champs primaires, en raison de leur mode de production, ne sont accessibles que dans des laboratoires spécialisés. À titre d'exemple, nous citerons, pour les X et photons, la recommandation de l'utilisation de générateurs X filtrés à tension constante pour des énergies inférieures à 250 keV et de réacteur ou accélérateur pour les photons d'énergies supérieures à 4 MeV. De même, pour les neutrons, des accélérateurs permettent la production de neutrons monoénergétiques *via* les réactions : $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$, $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$.

Les sources radioactives constituent des dispositifs moins contraignants d'émission de champs de rayonnement primaire :

- pour les photons, les sources ^{241}Am , ^{137}Cs et ^{60}Co émettant principalement les raies d'énergie 59,5 keV, 662 keV, 1173 keV et 1332 keV sont préconisées ;
- pour les neutrons, ^{252}Cf , ^{252}Cf modéré à l'eau lourde (D_2O) et $^{241}\text{AmBe}$ constituent les sources étalons pour des émissions neutroniques à spectres.

Enfin, l'emploi de sources d'émission β pur permet de couvrir une gamme d'énergie d'électrons comprise entre 0,156 MeV pour le ^{14}C et 3,54 MeV pour le couple ^{106}Ru – ^{106}Rh –, ces dernières énergies correspondant à l'énergie maximale du spectre β considéré.

3.7.2 Étalonnage des dosimètres de transfert dans les laboratoires primaires

Comme précisé, les rayonnements primaires sont parfaitement caractérisés du point de vue des grandeurs physiques de référence associées (e.g. kerma dans l'air pour les rayonnements primaires photoniques). Ainsi, un instrument de transfert situé en un point donné du champ primaire, doit de fait mesurer la grandeur de référence déterminée de façon précise en ce point. Si la lecture de cet instrument fournit une valeur mesurée m_0 , cette dernière doit correspondre à la valeur G_0 de la grandeur physique en ce même point. Le facteur d'étalonnage N_0 de cet instrument de transfert dans le laboratoire primaire est donné par le ratio (3.22).

$$N_0 = \frac{G_0}{m_0} \quad (3.22)$$

Ainsi, par suite, pour n'importe quelle valeur mesurée m , on accède à la grandeur de référence G selon ce facteur d'étalonnage par la relation de proportionnalité $G = N_0 m$. À titre d'exemple, considérons en tant qu'instrument de transfert une chambre d'ionisation sans propriété dosimétrique particulière (ni chambre équivalent air, ni chambre à paroi équivalent air) pour la mesure de rayonnement photonique. La grandeur de référence recherchée est dans ce cas le kerma dans l'air et plus précisément un débit de cette grandeur. Pour caractériser la réponse de l'appareil aux faibles énergies, le choix d'utiliser une source étalon ^{241}Am de 1 TBq est fait pour générer un champ primaire de photons de 60 keV. On considère un point de référence situé à 1 mètre de la source. Moyennant la connaissance exacte de l'activité de la source (à une incertitude près, donnée par le constructeur, dont l'impact est limité), le débit de kerma dans l'air peut être parfaitement déterminé en l'absence de rayonnements diffusés, ce qui est postulé eu égard au facteur d'accumulation non significatif dans le milieu d'interposition constitué d'air et au fait que le laboratoire primaire soit volontairement de dimensions importantes pour limiter le rayonnement diffusé sur les murs d'enceinte. À 1 mètre, le kerma dans l'air est déterminé selon l'expression théorique du chapitre 2, déclinée pour les deux énergies d'émission du ^{241}Am comme suit :

$$\dot{K}_a \left({}^{241}\text{Am} \right) = \dot{K}_a \left(15 \text{ keV} \right) + \dot{K}_a \left(60 \text{ keV} \right)$$

$$\dot{K}_a \left(E_\gamma \right) = 5,76 \cdot 10^{-4} \left(\frac{A\Gamma_{E_\gamma}}{4\pi d^2} \right) E_\gamma \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_{E_\gamma}^{\text{air}} B_{\text{air}} \left(\mu x, E_\gamma \right) \exp \left(- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{E_\gamma}^{\text{air}} \rho d \right)$$

avec $B_{\text{air}}(\mu x, 15 \text{ keV}) = B_{\text{air}}(\mu x, 60 \text{ keV}) \approx 1$, $(\mu_{\text{tr}}(15 \text{ keV})/\rho)_{\text{air}} = 1,334 \text{ g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$,
 $(\mu(15 \text{ keV})/\rho)_{\text{air}} = 1,614 \text{ g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$, $(\mu_{\text{tr}}(60 \text{ keV})/\rho)_{\text{air}} = 0,0287 \text{ g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$,
 $(\mu(60 \text{ keV})/\rho)_{\text{air}} = 0,178 \text{ g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$.

$$\dot{K}_a \left(60 \text{ keV} \right) = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{0,36 \times 10^{12}}{4\pi \times (100)^2} \right) \times 0,06 \times 0,0287$$

$$\times \exp \left(-0,178 \times 0,00122 \times 100 \right) = 2,93 \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1}$$

$$\dot{K}_a \left(15 \text{ keV} \right) = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{0,36 \times 10^{12}}{4\pi \times (100)^2} \right) \times 0,015 \times 1,334$$

$$\times \exp \left(-1,614 \times 1,3 \cdot 10^{-3} \times 100 \right) = 31,97 \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1}$$

$$\dot{K}_a \left({}^{241}\text{Am} \right) = \dot{K}_a \left(15 \text{ keV} \right) + \dot{K}_a \left(60 \text{ keV} \right) = 2,93 + 31,97 = 35 \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1}$$

En ce point de référence, l'instrument de transfert est disposé et le mesurande considéré est l'intensité délivrée par celui-ci. L'intensité mesurée est $i = 5 \cdot 10^{-13} \text{ A}$. Le facteur d'étalonnage de cet instrument de transfert dans le laboratoire primaire est donc déterminé par l'expression (3.22).

$$N_0 = \frac{G_0}{m_0} = \frac{\dot{K}_{\text{air}}}{i} = \frac{35}{5 \cdot 10^{-13}} = 7 \cdot 10^{13} \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$$

Les trois normes précitées définissent pour les différents types de rayonnements, les grandeurs physiques de référence et les appareillages de transfert préconisés. L'ensemble de ces données est synthétisé dans le tableau 3.7.

| Nature du rayonnement | Grandeur physique | Appareillage de transfert |
|-----------------------|------------------------------------|---|
| X et gamma | Kerma dans l'air (Gy) | Chambre d'ionisation absolue à paroi d'air Chambre d'ionisation absolue de type Bragg-Gray |
| Bêta | Dose absorbée dans les tissus (Gy) | Chambre d'ionisation à extrapolation ayant une fenêtre en matériau équivalent-tissu de $7 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ($70 \mu\text{m}$) |
| Électrons | Dose absorbée dans les tissus (Gy) | Calorimétrie Dosimétrie chimique |
| Neutrons | Fluence (m^{-2}) | Chaîne de spectrométrie Scintillateurs Compteurs à protons de recul Système multisphères |

Tableau 3.7 – Grandeurs physiques et appareillages de transfert utilisés pour les différents types de champs de référence, d'après [17]. Avec l'autorisation de l'ATSR.

Nous retrouvons dans le tableau 3.7 les différents appareillages de métrologie détaillés dans le chapitre 2 pour la caractérisation des grandeurs physiques radiométriques et dosimétriques. Nous noterons par ailleurs, en particulier dans le cas des rayonnements photoniques et électroniques, l'emploi de dosimètres absolus en tant qu'appareils de transfert. Contrairement à un appareil de transfert exempt de cette propriété métrologique (cf. exemple traité précédemment), ce type d'instrument ne nécessite pas, par définition, d'étalonnage dans un champ de référence, puisque le coefficient d'étalonnage N_0 est de fait une constante intrinsèque à l'appareil.

3.7.3 Opération de raccordement et passage à la grandeur opérationnelle dans un laboratoire secondaire

Comme suggéré, la finalité de l'étalonnage d'un appareil de radioprotection consiste à mesurer une grandeur opérationnelle adaptée, suivant qu'il s'agisse d'une dosimétrie d'ambiance ou individuelle.

Au préalable, on peut procéder à une « opération de raccordement » qui consiste, dans le laboratoire d'étalonnage d'une installation nucléaire, appelé également « laboratoire d'étalonnage », à recréer les conditions de champs de référence du laboratoire primaire (e.g. source ^{241}Am précédente), à disposer en un point P du banc d'étalonnage l'appareil de transfert (e.g. chambre PTW) et à mesurer la « valeur vraie » de la grandeur physique de référence de cet appareil (e.g. kerma dans l'air pour la chambre PTW). La figure 3.39 donne une représentation du banc d'étalonnage d'un laboratoire secondaire en présence de la source de ^{241}Am et de la chambre d'ionisation de type PTW.



Figure 3.39 – Banc d'étalonnage d'un laboratoire secondaire, lors d'une opération de raccordement pour la mesure du kerma dans l'air avec un chambre de type PTW et une source ponctuelle.

À titre d'exemple, considérons que le dosimètre de transfert indique une intensité de $I = 2 \cdot 10^{-14}$ A au point P du banc. La relation du coefficient d'étalonnage calculée précédemment permet d'accéder au résultat du kerma dans l'air en ce point de façon triviale.

$$\dot{K}_{\text{air}} = N_0 I = 3,3 \cdot 10^{14} \times 2 \cdot 10^{-14} = 6,6 \text{ mGy} \cdot \text{h}^{-1}$$

Au terme de cette étape, une seconde phase consiste à déterminer la grandeur opérationnelle recherchée au point P, ici, un débit d'équivalent de dose ambiant au moyen des coefficients de conversion « grandeur physique-grandeur opérationnelle » que nous avons détaillés au § 3.5.6 ; soit, dans le cas présent, le coefficient de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant » $h_{K_a}^*(10) = (H^*(10)/K_a)_{E_\gamma}$ pour le ^{241}Am . Il procède ici d'une composition des coefficients pour les énergies de 15 keV et 60 keV au travers d'une moyenne pondérée :

$$\begin{aligned} \left[h_{K_a}^*(10) \right]_{^{241}\text{Am}} &= \frac{\sum_{E_\gamma} \left[h_{K_a}^*(10) \right]_{E_\gamma} K_a(E_\gamma)}{\sum_{E_\gamma} K_a(E_\gamma)} = \\ &= \frac{\left[h_{K_a}^*(10) \right]_{15\text{keV}} K_a(15\text{keV}) + \left[h_{K_a}^*(10) \right]_{60\text{keV}} K_a(60\text{keV})}{K_a(15\text{keV}) + K_a(60\text{keV})} \end{aligned}$$

Avec les éléments du calcul au § 3.7.2 et du tableau fourni en annexe 4, on obtient le résultat suivant :

$$\left[h_{K_a}^*(10) \right]_{^{241}\text{Am}} = \frac{(31,97 \times 0,26) + (2,93 \times 1,74)}{35} = 0,383 \text{ Sv/Gy}$$

À noter que pour le ^{137}Cs et le ^{60}Co on obtient respectivement 1,202 et 1,158 Sv/Gy. Au point P, le débit d'équivalent de dose ambiant raccordé au débit de kerma calculé précédemment serait le suivant :

$$\dot{H}^*(10) = h_{K_a}^*(10) \dot{K}_{\text{air}} = 6,6 \times 0,383 = 2,52 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Une fois la grandeur opérationnelle parfaitement caractérisée au point P, une dernière phase consiste à étalonner l'appareil de radioprotection (une balise γ pour la dosimétrie d'ambiance fonctionnant en chambre d'ionisation) en ce point. Ce dernier est donc disposé au point P en lieu et place du dosimètre de transfert comme montré à la figure 3.40 et une lecture de la mesure est alors effectuée.



Figure 3.40 – Étalonage de l'appareil de radioprotection sur le banc d'étalonnage, ici une balise γ pour la dosimétrie d'ambiance dans un laboratoire secondaire.

Considérons, pour faire suite à l'exemple traité, que cette balise indique au point P : $5 \cdot 10^3$ unités de mesures. Le coefficient d'étalonnage N_H de ce dosimètre d'ambiance pour l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ et pour de basses énergies est finalement obtenu selon le ratio (3.23).

$$N_H = \frac{H^*(10)}{m_{\text{u}}} = \frac{2,52}{5 \cdot 10^3} = 5,04 \cdot 10^{-4} \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1} (\text{u}^{-1}) \quad (3.23)$$

Concernant les étalonnages des dosimètres individuels, ils suivent sensiblement l'ensemble de la procédure décrite à l'exception près de cette dernière étape.

Tout d'abord, rappelons que les grandeurs opérationnelles à mesurer sont censées simuler la diffusion dans tout ou partie du corps : $H_p(10)$ pour les fortement pénétrants et $H_p(0,07)$ pour les faiblement pénétrants. Les coefficients de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose individuel » sont alors utilisés conformément à la deuxième phase. Lors de la dernière étape relative à la détermination du coefficient d'étalonnage à appliquer au dosimètre, ce dernier ne sera cette fois pas positionné, isolé au point P, mais disposé sur un fantôme approprié (e.g. fantôme ISO-PPMA) afin de recréer les conditions de diffusion du champ de rayonnement, nécessaires à la caractérisation de l'équivalent de dose individuel. Ce type de dispositif est illustré dans la figure 3.41.

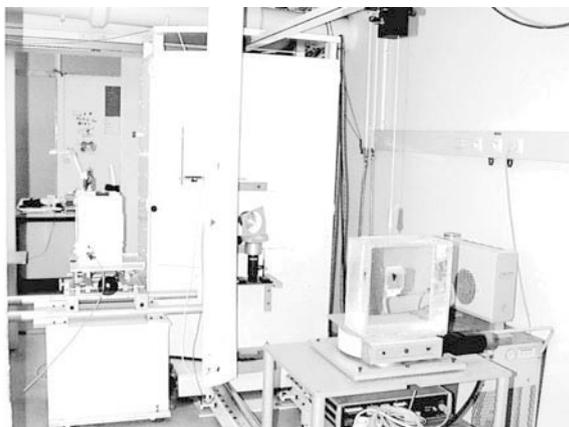


Figure 3.41 – Étalonnage d'un dosimètre individuel sur un fantôme ISO-PPMA pour l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ dans un champ primaire de rayonnement X de fluorescence.

Ajoutons enfin que le choix du point P du banc d'étalonnage n'est pas anodin : en fonction du débit de fluence du champ de rayonnement, le point d'étalonnage doit permettre de respecter une homogénéité du champ dans le volume sensible dans le cas des dosimètres d'ambiance ; par exemple, éviter les erreurs statistiques sur le taux de comptage pour une source d'activité faible, les effets de diffusion...

3.7.4 Étalonnage au moyen d'une source étalon dans un laboratoire secondaire

Nous avons admis que des « sources étalons » permettent de recréer les conditions de champs primaire spécifiées par les normes. En conséquence, il est possible de « court-circuiter » l'étape de l'opération de raccordement dans un laboratoire secondaire au moyen d'un dosimètre de transfert, par l'utilisation d'une de ces « sources étalons » dont l'activité constitue en soi une grandeur physique de référence, puisque linéairement reliée à la fluence. L'exemple ci-après donne la procédure d'étalonnage pratiquée au CEA Cadarache pour l'étalonnage des dosimètres d'ambiance sensibles aux neutrons.

Une source étalon, en l'espèce de ^{252}Cf , constitue le champ primaire pour laquelle l'activité est parfaitement connue et par suite en un point P du banc d'étalonnage sa fluence est parfaitement caractérisée. Moyennant la connaissance du coefficient de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » moyen, il est donc parfaitement possible d'estimer en ce point l'équivalent de dose ambiant. Ajoutons que dans le cas spécifique des neutrons, l'influence de la diffusion de ces derniers sur le résultat d'une mesure dosimétrique est majeure, ce qui induit la nécessité d'une mesure brute « totale » et d'une mesure secondaire au moyen d'un « cône d'ombre » en polyéthylène pour estimer uniquement le rayonnement diffusé sur les éléments de structure du laboratoire d'étalonnage. La figure 3.42 donne une représentation schématique de ces deux mesures.



Figure 3.42 – Représentation des mesures « brute » et « diffusée » lors de l'étalonnage selon la technique dite du « cône d'ombre » de dosimètres d'ambiance sensibles aux neutrons.

Le coefficient d'étalonnage du dosimètre d'ambiance s'obtient alors au moyen d'une variante de l'expression (3.24).

$$N_H = \frac{H^*(10)}{m_t - m_s} = \bar{h}_\Phi^*(10) \frac{\dot{N} F_1(\theta)}{4\pi d^2} \frac{1}{(m_t - m_s)} \exp(-\Sigma d) \quad (3.24)$$

avec $\bar{h}_\Phi^*(10) = 385 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$ le coefficient de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » moyen pour la source de ^{252}Cf , $\dot{N} = Y_A A$ le flux neutronique (s^{-1}), d la distance « source-détecteur » sur le banc, $F_1(\theta)$ le facteur d'isotropie de la source prenant en compte l'altération au cours du temps de l'émission de la source (e.g. effet de l'irradiation des alphas sur les sources d'AmBe), m_t est la mesure totale sans cône d'ombre, m_s est la mesure du rayonnement diffusé avec cône d'ombre.

La figure 3.43 donne une représentation des distributions spectrales de la source de ^{252}Cf avec et sans cône de polyéthylène dans la procédure

d'étalonnage des dosimètres d'ambiance sensibles aux neutrons dite du « cône » d'ombre.

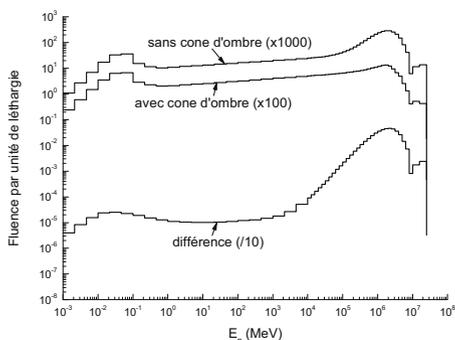


Figure 3.43 – Distribution énergétique du spectre de ^{252}Cf avec et sans cône d'ombre pour la procédure d'étalonnage, d'après les données de [49].

Nota : si les opérations d'étalonnage d'appareils de radioprotection pour la dosimétrie d'ambiance liée aux photons ou neutrons utilisent les coefficients de conversion « grandeur physique-grandeur opérationnelles » calculés, cette démarche n'est toutefois pas suivie pour la dosimétrie d'ambiance pour les β . Les dosimètres sont directement étalonnés en terme de dose absorbée sous $7 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ de matériau équivalent-tissu $D_t(0,07)$, ce qui revient au facteur de qualité près de 1 à l'équivalent de dose directionnel sous cette profondeur $H'(0,07)$ mesurée par une chambre à extrapolation.

3.7.5 Réponse des dosimètres d'ambiance et individuel en énergie $R(E)$, angulaire $R(\Omega)$ et en débit

L'essentiel des procédures d'étalonnage des dosimètres consiste donc à raccorder à une énergie ou à un spectre d'énergie donné la grandeur opérationnelle associée. Or, en raison de leur fonctionnement intrinsèque, les dosimètres peuvent répondre différemment selon l'énergie des rayonnements auxquels ils sont soumis. Se pose alors le problème de l'écart possible entre la valeur mesurée de l'équivalent de dose pour une énergie autre que celle utilisée lors de l'étalonnage et celle que l'on devrait théoriquement obtenir. On évalue cet écart au moyen d'un ratio de la réponse mesurée sur la réponse théorique, appelé « réponse en énergie » du dosimètre pour la grandeur dosimétrique.

$$R(E) = \frac{R_m(E)}{R_{th}(E)}$$

Il est évident que si ce quotient vaut 1 quelle que soit l'énergie à laquelle est soumis le dosimètre vis-à-vis de la grandeur opérationnelles mesurée, la réponse du dosimètre est idéale ; la courbe de sa réponse suit celle de

l'équivalent de dose en fonction de l'énergie. Ce cas de figure, nous le verrons, bien qu'existant, reste marginal. Une variante de cette « réponse en énergie » consiste à considérer l'écart entre la réponse du dosimètre à l'énergie d'étalonnage E_0 vis-à-vis de la réponse à une énergie donnée E quelconque.

$$R'(E) = \frac{R(E)}{R(E_0)}$$

Les normes CEI (Commission électrotechnique internationale) et ISO recommandent des niveaux d'écart acceptables selon le type de rayonnement et la gamme d'énergie pour les dosimètres individuels (e.g. la norme CEI 1525 [8] fixe une tolérance pour les dosimètres électroniques sensibles aux photons de $\pm 30\%$ par rapport à la réponse du ^{137}Cs , pour une gamme d'énergie de photons comprise entre 50 keV et 1,5 MeV).

De même, la « réponse angulaire » du dosimètre individuel qui traduit l'écart de la réponse pour un angle d'incidence $\alpha = 0$, par rapport à un angle d'incidence α quelconque, doit être prise en compte.

$$R'(\alpha) = \frac{R(\alpha)}{R(\alpha = 0)}$$

Dans le cas de la dosimétrie d'ambiance, pour la mesure de $H^*(10)$ pour laquelle nous avons ci-dessus largement décrit la procédure d'étalonnage, la réponse doit être « isotrope », ce qui signifie une réponse identique quel que soit l'angle d'incidence du rayonnement. Le quotient ci-dessus vaut alors idéalement 1. Des normes fixent également pour ces quotients les écarts tolérés vis-à-vis de la réponse idéale (e.g. entre 0 et $30^\circ \pm 20\%$ par rapport à la réponse du ^{137}Cs à 0°).

En revanche, dans le cas des grandeurs directionnelles (e.g. $H'(0,07,\alpha)$ et $H_p(0,07)$), la réponse doit être isodirectionnelle, c'est-à-dire que la réponse du dosimètre doit varier en fonction de l'angle, idéalement en suivant la courbe théorique calculée dans la CIPR 74, typiquement la réponse angulaire $R(0,07,\alpha) = H'(0,07,\alpha)/H'(0,07,0^\circ)$ (cf. figure 3.21 pour les électrons).

De même, des spécifications existent pour la tolérance sur les mesures de débits de ces grandeurs (e.g. un écart inférieur à 20% pour la mesure de $1 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ pour une source de ^{137}Cs).

Études des réponses de quelques dosimètres d'ambiance

Considérons qu'une chambre d'ionisation de type Babyline, d'un volume sensible de 515 cm^3 rempli d'air, fonctionne sur une plage de débit de dose absorbée dans les tissus de $0,1 \text{ mGy/h}$ à 100 mGy/h . Cette dernière est une chambre d'ionisation à paroi équivalent-tissus répondant à la loi énoncée dans le chapitre précédent de Bragg-Gray. Le constructeur annonce pour la mesure de la dose absorbée dans les tissus une réponse constante pour des photons dont l'énergie est comprise entre environ 60 keV et 2 MeV, donc indépendante de l'énergie sur cette même gamme d'énergie, comme montré à la figure 3.44.

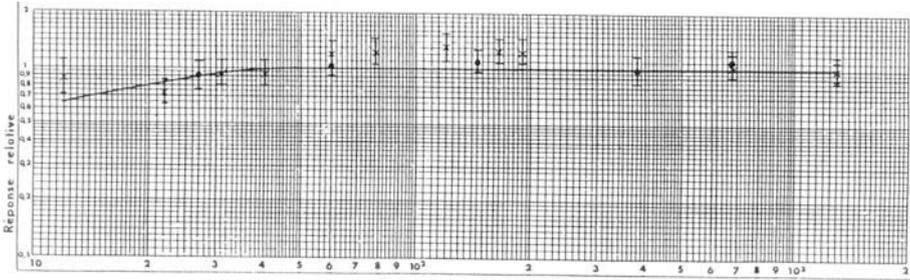


Figure 3.44 – Certificat du constructeur pour la réponse en énergie de la dose absorbée dans les tissus sous $300 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour une Babyline étalonnée avec un champ primaire de ^{60}Co .

Cette indépendance de l'énergie vis-à-vis de la réponse en dose absorbée peut s'expliquer par le fait que si l'on considère l'expression donnant la dose absorbée dans la paroi d'une chambre d'ionisation répondant à la loi de Bragg-Gray, le rapport

$$\left(\bar{S}/\rho\right)_{\text{air}}^{\text{tissu}} \approx 1,14$$

pour toutes les énergies comprises entre 60 keV et 2 MeV (cf. chapitre 2). Ainsi nous pouvons dire :

$$R'(E) = \frac{R(E)}{R(E_0)} = \frac{D_t(60 \text{ keV})}{D_t(1,25 \text{ MeV})} = \frac{D_t(2 \text{ MeV})}{D_t(1,25 \text{ MeV})} \approx 1$$

Cela étant, si nous gardons à l'esprit que la grandeur à mesurer pour cet appareil de radioprotection dédié à la dosimétrie d'ambiance est l'équivalent de dose ambient $H^*(10)$, la réponse en énergie $R(E)$ n'est cette fois plus constante : considérons que sous l'épaisseur de $300 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ de la paroi, le débit de dose absorbée soit de $1 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ et que l'on soit en présence d'une énergie de 60 keV ou de 1 MeV. Le calcul du kerma dans l'air à l'entrée de la paroi diffère en fonction de l'énergie considérée comme en atteste le résultat des calculs suivants :

$$\begin{aligned} \dot{K}_{\text{air}}(60 \text{ keV}) &= \dot{D}_t \left[\exp\left(\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{paroi}} x_{\text{paroi}}\right) \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right)_{\text{tissu}}^{\text{air}} \right]_{60 \text{ keV}} \\ &= 1 \times \exp(0,195 \times 1 \times 0,3) \times \left(\frac{0,0287}{0,031}\right) = 0,98 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{K}_{\text{air}}(2 \text{ MeV}) &= \dot{D}_t \left[\exp\left(\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{paroi}} x_{\text{paroi}}\right) \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right)_{\text{tissu}}^{\text{air}} \right]_{2 \text{ MeV}} \\ &= 1 \times \exp(0,048 \times 1 \times 0,3) \times \left(\frac{0,0234}{0,0258}\right) = 0,92 \end{aligned}$$

En utilisant les coefficients de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant » $h_{K_a}^*(10)$ appropriés de la CIPR 74 [12] (donnés dans l'annexe 4), on obtient les débits d'équivalent de dose suivants :

$$\left[H^*(10) \right]_{60\text{keV}} = h_{K_a}^*(10) \dot{K}_{\text{air}}(60\text{ keV}) = 0,98 \times 1,74 = 1,70\text{ mSv/h}$$

$$\left[H^*(10) \right]_{2\text{MeV}} = h_{K_a}^*(10) \dot{K}_{\text{air}}(2\text{ MeV}) = 0,92 \times 1,14 = 1,05\text{ mSv/h}$$

Si l'équivalent de dose vaut sensiblement la dose absorbée sous $300\text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour une énergie de 2 MeV, il en est tout autre pour une énergie de 60 keV : sous-évaluation de 70 % de l'équivalent de dose ambiant. La réponse en énergie $R'(E)$ vis-à-vis de l'équivalent de dose ambiant varie, cette fois, significativement, en particulier aux faibles énergies ; elle est représentée à la figure 3.45.

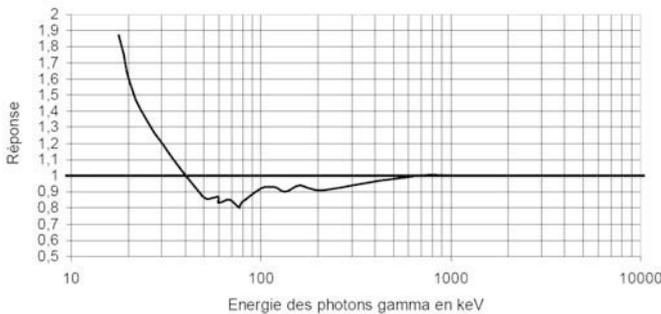


Figure 3.45 – Réponse de la Babyline pour la grandeur $H^*(10)$ avec un capot équivalent-tissu de $300\text{ mg}/\text{cm}^2$, normalisée à 1 pour le ^{137}Cs (d'après [42]).

Par ailleurs, comme admis précédemment, conformément à la prescription de la norme, ce type de dosimètre dédié à la dosimétrie d'ambiance doit répondre de façon isotrope (i.e. $R'(\alpha) = 1$), la figure 3.46 montre clairement aux faibles énergies une anisotropie de la réponse en fonction de l'angle, marquée pour la raie de 60 keV du ^{241}Am et importante pour l'énergie de 10 keV du ^{71}Ge .

Comme mentionné initialement, plus marginalement, il existe des dosimètres pour lesquels la réponse en énergie $R(E) = R_m(E)/R_{th}(E)$ est sensiblement constante. C'est le cas par exemple du compteur proportionnel Stusvik 2202 D, fonctionnant sur le principe de la détection de neutrons thermiques dans un volume sensible rempli de $\text{BF}_3(^{10}\text{B}(n_{th}, \alpha)^7\text{Li})$ placé au centre d'un modérateur cylindrique de 21,5 cm de diamètre sur 23 cm de long. Cet appareil présente de bonnes performances vis-à-vis de la réponse $R(E)$ en terme d'équivalent de dose ambiant, comme le montre la figure 3.47.

Nous citerons également, dans le contexte de la mesure de l'équivalent de dose directionnel pour les β , les chambres à extrapolation de type PTW d'une épaisseur de $7\text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ($70\text{ }\mu\text{m}$ dans les tissus) qui fournissent une réponse isodirectionnelle en fonction de l'angle qui suit sensiblement les courbes de la CIPR 74 : $R(0,07, \alpha) = H'(0,07, \alpha)/H'(0,07, 0^\circ)$.

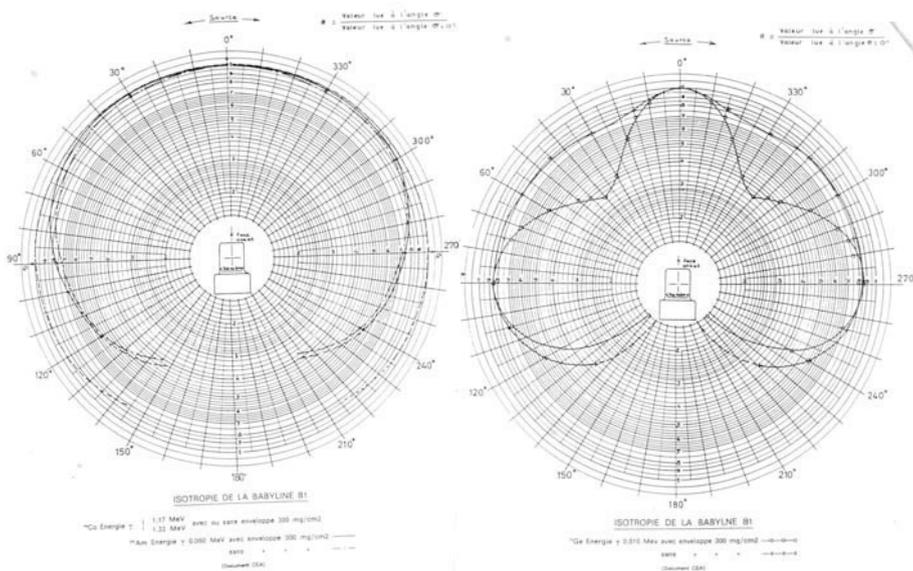


Figure 3.46 – À gauche, réponse en fonction de l'angle $R'(\alpha)$ pour des énergies du ^{241}Am (60 keV) et du ^{60}Co (1,17 et 1,33 MeV) ; à droite, pour une énergie d'une source de ^{71}Ge (10 keV).

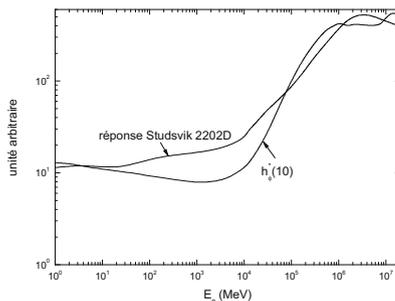
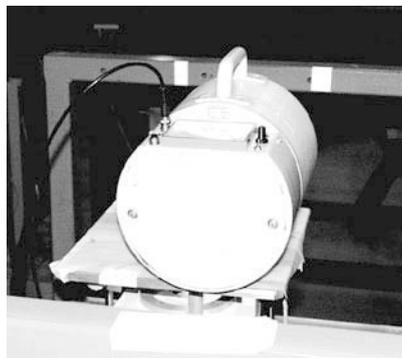


Figure 3.47 – Courbe de réponse en énergie $R(E)$ pour le compteur proportionnel neutron Studsvik 2202 D, comparée à l'équivalent de dose ambiant $H_n^*(10)$, d'après les données de [49].

Études des réponses de quelques dosimètres individuels

Les dosimètres individuels sont classés en deux catégories : les dosimètres passifs délivrant une réponse différée après lecture *a posteriori* et les dosimètres actifs, aussi appelés opérationnels, permettant une lecture instantanée, l'accès au débit de la grandeur opérationnelle, ainsi que la possibilité d'appliquer des seuils d'alarme.

Le code du travail [16] prescrit l'utilisation de dosimètres passifs en zone surveillée et contrôlée, ainsi que l'adjonction d'une dosimétrie opérationnelle en zone contrôlée.

Le principe des dosimètres individuels, si les technologies diffèrent, reste le même : relation entre une dose, voire idéalement un équivalent de dose, et l'énergie transférée par le rayonnement incident dans un volume sensible de faible dimension contrairement aux dosimètres d'ambiance.

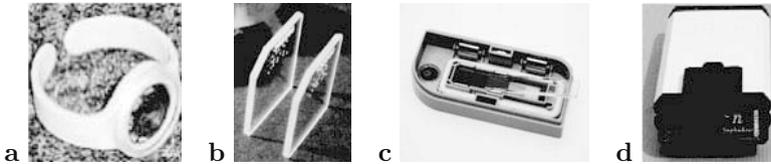


Figure 3.48 – Dosimètres individuels : a) bague FLi, b) détecteur à trace PN3, c) détecteur RPL, d) détecteur à semi-conducteur Saphydose-n.

Parmi l'ensemble des techniques de détections utilisées pour les dosimètres passifs, les caractéristiques des dosimètres thermoluminescents (FLi), radiophotoluminescents (RPL) et détecteurs solides de traces (NTA, CR39...) sont détaillés ci-après. Concernant les dosimètres individuels actifs, la technologie de détection à diodes étant la plus largement répandue, elle fera également l'objet d'une description.

Dosimètres thermoluminescents (type FLi)

Dans des matériaux à structures cristallines, l'énergie des rayonnements ionisants peut être absorbée pour créer des défauts dans cette structure. Lorsque l'on chauffe le matériau, l'agitation thermique finit par détruire ces défauts et la structure cristalline se rétablit. Au cours de ces « réparations », il y a émission d'une lumière : c'est le phénomène de thermoluminescence. La quantité de lumière restituée, dans des conditions données, est proportionnelle à la dose reçue.

En théorie, les cristaux thermoluminescents sont sensibles à tous les types de rayonnements usuels (X , γ , β , e^- , α , p , n).

Bien que plusieurs composés thermoluminescents existent, le plus couramment utilisé, pour des raisons de commodité d'emploi et de réalisation, est le fluorure de lithium : FLi. Comme nous l'avons déjà suggéré, ce composé constitue un très bon équivalent-tissu entre autres grâce à son Z faible. Avec l'adjonction d'une épaisseur de matériau équivalent-tissu de $70 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$, il peut permettre un accès direct aux grandeurs opérationnelles $H'(0,07,0^\circ)$ et $H_p(0,07)$.

Étalonné en ^{60}Co , sa réponse en énergie $R'(E)$ vis-à-vis de la dose absorbée dans les tissus tend sensiblement vers l'unité jusqu'à environ 100 keV ; en deçà, aux faibles énergies, le FLi surestime cette grandeur (typiquement une erreur $R'(E)$ de l'ordre de 50 % à 50 keV).

Pour les rayonnements X, γ , e^- et β , l'application majeure de cette technologie de détection est la surveillance individuelle pour l'irradiation des mains $H_p(0,07)$. Il est cependant possible de mesurer l'équivalent de dose individuel corps entier $H_p(10)$.

Dans le cadre d'un groupe de travail Eurados (European Radiation Dosimetry Group), 26 laboratoires ont fourni des informations sur la dépendance énergétique des dosimètres thermoluminescents qu'ils utilisent [40]. La référence, notée $H_p(10)_{\text{vrai}}$, a été calculée à partir de la mesure du kerma de l'air (effectuée par des instruments étalons) convoluée avec les coefficients de conversion appropriés. L'ensemble des réponses des dosimètres a été regroupé de manière anonyme sur la figure 3.49.

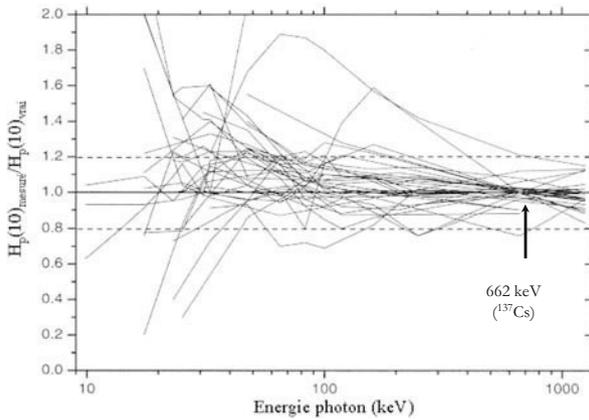


Figure 3.49 – Réponse, $R(E) = H_p(10)_{\text{mesuré}}/H_p(10)_{\text{vrai}}$ de dosimètres thermoluminescents en fonction de l'énergie, d'après [40], avec l'autorisation de Oxford University Press.

Le rayonnement de référence, comme montré dans la figure, est ici celui du ^{137}Cs ($R(E) = 1$). On peut alors constater qu'en dessous de 50 keV, la réponse en terme d'équivalent de dose est en dehors des limites de $\pm 20\%$ pour plusieurs dosimètres.

Les domaines de dose absorbée dans les tissus, intégrée, pour la mesure des X, γ , e^- et β , se situent entre 0,1 mGy et 10^3 mGy pour ce type de dosimètre.

Ajoutons enfin, que les performances de la réponse en énergie pour les électrons et β , vis-à-vis de $H_p(0,07)$, dépendent largement des dimensions du volume sensible rapportées au parcours de ces rayonnements dans celui-ci.

Pour la mesure des « neutrons albedo », on associe au composé isotopique ^7LiF sensible aux X, γ , électrons et β , le ^6LiF sensible également aux neutrons thermiques (i.e. $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ avec transmission de l'énergie de l' α et du triton formés, dans le cristal). À noter qu'un équivalent de dose de 1 mSv de neutrons thermiques répond de façon analogue à 100 mSv de γ . Pour élargir le champ spectral d'utilisation, la propriété thermalisante du corps humain est utilisée ; au terme des diffusions multiples, les neutrons peuvent être réémis par l'organisme avec une énergie dans le domaine thermique et interagir avec

le ${}^6\text{LiF}$: on parle de « neutrons albedo ». Par différenciation des résultats de mesure des deux composés isotopiques, on accède distinctement à la composante d'irradiation due aux neutrons et à celle liée aux photons. La gamme de mesure pour la composante neutronique s'étend de 0,2 mSv à 4 Sv.

Détecteurs solides de traces (émulsion NTA, CR39...)

Dans des matériaux polymères (type CR39), les particules chargées lourdes (noyaux de fission, α , p...) peuvent créer des dommages à l'échelle atomique lors de leur parcours dans ce milieu. *A posteriori*, une attaque chimique au moyen d'un réactif approprié permet de rendre saillants ces défauts, qui se présentent sous forme de traces. Ces dernières sont ensuite comptabilisées par des moyens de lecture tel que le microscope optique. Cette approche est donc particulièrement adaptée à la dosimétrie des neutrons : par apposition d'une épaisseur de matériau dopé au ${}^{10}\text{B}$ ou ${}^6\text{Li}$, l'émission des α de capture permet la comptabilité de la dose imputable aux neutrons du domaine thermique. L'utilisation d'un radiateur en uranium enrichi au ${}^{235}\text{U}$ ou d'un radiateur en polyéthylène permet une caractérisation de la dose pour les neutrons épithermiques et rapides, par l'intermédiaire respectivement des produits de fission et des protons de recul sur l'hydrogène. La réponse du détecteur solide de traces en fonction de l'énergie dépend du transfert d'énergie linéique et de l'angle d'incidence de la particule détectée, ainsi que de la nature du matériau détecteur. Il existe un seuil de détection en énergie : seuls les dépôts d'énergie supérieurs à 200 keV donnent lieu à des traces détectables. Par conséquent, dans le cas d'un radiateur à protons de recul, on ne pourra pas détecter les neutrons d'énergie inférieure à 200 keV.

L'étude et le comptage des traces permettent de mesurer la fluence des particules incidentes. Par étalonnage, il est possible de relier le nombre de traces mesurées par cm^2 à l'équivalent de dose. Le bruit de fond, caractérisé par le nombre de traces en l'absence d'irradiation intentionnelle, est compris entre 0,1 et 2 mSv suivant le type de matériau. La sensibilité est de l'ordre de 10^4 traces/ cm^2 pour un équivalent de dose de 1 mSv.

Détecteurs radiophotoluminescents (RPL)

Ces dosimètres utilisent la propriété de radiophotoluminescence (RPL) qu'ont certains verres : lors de leur fabrication ou sous l'action de rayonnements ionisants, des électrons peuvent être arrachés aux atomes et piégés dans des défauts de la structure du verre. Lorsqu'on illumine le verre avec de la lumière ultraviolette, ces électrons s'excitent et produisent ensuite par désexcitation une luminescence orange caractéristique. L'intensité de celle-ci est proportionnelle au nombre de défauts dans l'échantillon et sa mesure permet donc d'estimer la dose reçue. C'est l'arrivée sur le marché de lasers UV précis qui a permis de développer cette technique. La figure 3.50 donne le schéma de principe de fonctionnement.

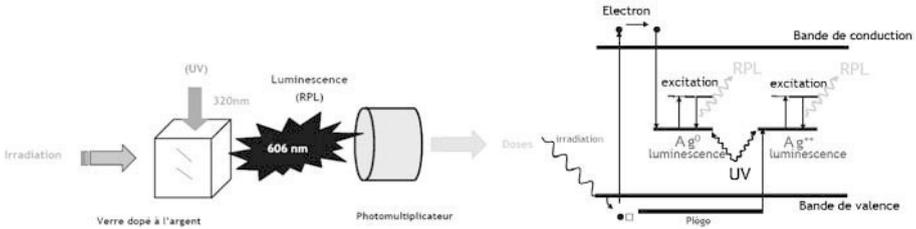


Figure 3.50 – Schéma de principe d'un dosimètre radiophotoluminescent par excitation UV, d'après [20].

Ces dosimètres ont des réponses différentes suivant l'énergie des γ , ce qui peut se corriger à l'aide d'écrans adaptés. Ils sont plus sensibles que les films et présentent une grande dynamique (i.e. 20 μSv à 10 Sv). Ils sont utilisés comme dosimètres passifs réglementaires.

Les verres photoluminescents ont des composantes de numéro atomique assez élevé, ce qui entraîne une hypersensibilité pour des énergies gamma relativement faibles : les verres de plus faible numéro atomique sont 3,6 fois plus sensibles à 50 keV qu'aux γ du ^{60}Co . Il est possible de pallier cette hypersensibilité en abaissant le Z moyen du verre par incorporation de béryllium par exemple (cas du dosimètre CEC) et en recouvrant le verre par des écrans. Les verres ainsi compensés présentent une réponse en énergie $R'(E)$ relativement constante ($\pm 15\%$ pour une irradiation sur fantôme par des photons entre 12 keV et 1,2 MeV).

La réponse angulaire $R'(\alpha)$, en particulier aux photons de faibles énergies, dépend de la forme et de la taille du dosimètre photoluminescent et du système d'écran. Les verres plats ont une réponse angulaire pratiquement constante ($\pm 30\%$) entre 0 et 60° pour des énergies supérieures à 12 keV ; propriété imputable à la géométrie des filtres enveloppant complètement le détecteur, bien plus performante que les filtrations en sandwich utilisées sur les autres types de dosimètres. La figure 3.51 donne une représentation de la réponse angulaire et en énergie pour le RPL.

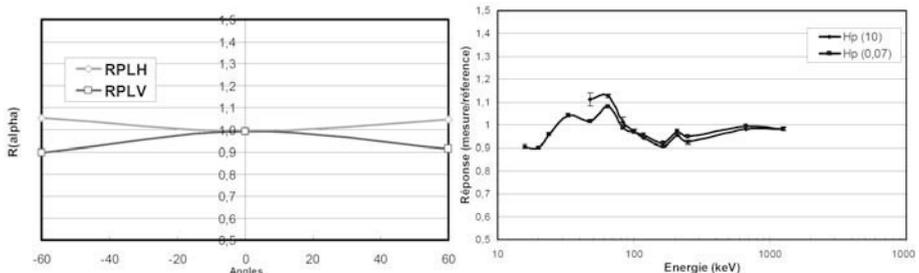


Figure 3.51 – Réponses $R(\alpha)$ et $R'(E)$ de dosimètre radiophotoluminescent (RPL), d'après [20].

Cette relative isotropie de la réponse angulaire permet leur emploi également en tant que dosimètres d'ambiance pour les neutrons. Girod *et al.* [23] montrent que ce dernier, entouré d'un modérateur en $(\text{CH}_2)_n$ et d'un convertisseur cadmium permet une mesure de l'équivalent de dose ambiant pour les neutrons $H_n^*(10)$ sur une gamme d'énergie comprise entre 0,25 et 9 MeV avec une réponse en énergie $R'(E)$ constante à $\pm 30\%$ près (cf. chapitre 6).

Ajoutons enfin que le dosimètre RPL est également sensible aux β (énergie moyenne comprise entre 100 keV et 3 MeV) ; de la même façon qu'un film argentique, ce détecteur est capable de produire de vraies images de la dose.

Dosimètre électronique à semi-conducteur

La zone « désertée » de charges d'espace d'une diode est utilisée comme zone sensible de détection. Le rayonnement incident γ provoque une paire électron-trou qui induit un signal traité par une chaîne de mesure électrique. Contrairement au gaz d'une chambre d'ionisation, la densité élevée des matériaux semi-conducteurs (e.g. 2,3 pour le silicium) permet la détection d' X d'énergie inférieure à 30 keV. Par ailleurs, la mobilité importante des charges permet un taux de comptage important (de l'ordre de 10^7 c/s) et, par suite, avec une électronique adaptée, un débit de dose maximal lisible important. Enfin, l'énergie moyenne d'ionisation de l'ordre de 3 eV, soit 10 fois moins importante que celle d'un gaz, permet un nombre de charges collectées élevé, ce qui accroît les performances de détection et, de fait, la résolution en énergie. L'ensemble de ces propriétés confère une bonne sensibilité à ce type de détecteur malgré des faibles dimensions de volume sensible. Le tableau 3.8 donne les caractéristiques de différents détecteurs à diodes et le type de rayonnement détecté.

| Détecteur | Caractéristiques et applications | Rayonnements détectés |
|-------------------------------|--|----------------------------|
| Jonction N-P ou P-N | Bonne résolution en énergie Contrôle de contamination | α , proton, β |
| NIP Si (Li) Ge (Li) | Bonne résolution en énergie Spectrométrie fine | X , γ |
| AuGe ultrapur | Fixe ou mobile Bonne résolution en énergie | X , γ |
| Type CdTe ou HgI ₂ | Portable, fonctionne à 300 K Efficacité élevée pour les X ou γ | X , γ |

Tableau 3.8 – Principales caractéristiques des détecteurs à semi-conducteur, d'après [22].

Cependant, en raison d'une forte densité et d'un Z moyen élevé (e.g. $Z = 14$ pour le Si), les semi-conducteurs employés sont de mauvais équivalents-tissus, contrairement au FLi par exemple. Pour autant, ils répondent aux spé-

cifications recommandées par la norme CEI-61526 [9] relatives à la réponse en énergie $R'(E)$ de ce type de détecteur, fixant une tolérance de $\pm 30\%$ vis-à-vis de la réponse à l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ pour la raie du ^{137}Cs , sur une gamme d'énergie de photon comprise entre 60 keV et 3 MeV.

Cette réponse en terme d'équivalent de dose $H_p(10)$ de plusieurs dosimètres électroniques a été testée sous des champs incidents de photons selon les spécifications données dans le § 3.8 de cette norme. La réponse en énergie $R'(E)$ normalisée à 662 keV de chacun de ces dosimètres a été représentée sur la figure 3.52. Sur cette figure, les deux lignes horizontales donnent la tolérance de $\pm 30\%$ par rapport au ^{137}Cs .

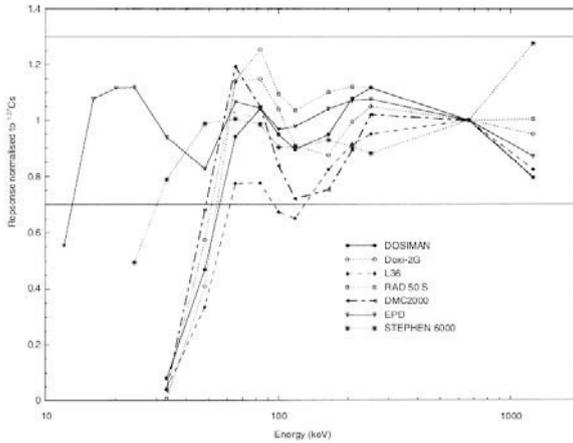


Figure 3.52 – Variation de la réponse en énergie $R'(E)$ en termes de $H_p(10)$ normalisée à l'énergie du ^{137}Cs de différents types de dosimètres à semi-conducteurs commercialisés, en fonction de l'énergie des photons, d'après [48], avec l'autorisation de Oxford University Press.

En dessous de 50 keV, la réponse de la majorité des dosimètres chute. Elle dépasse alors la limite des $\pm 30\%$ d'erreur tolérée par la norme CEI-61526 [9]. Au-delà de 50 keV, bien que la réponse de tous les dosimètres soit à l'intérieur des $\pm 30\%$, il existe une très grande variabilité de réponses.

La dépendance en énergie des dosimètres électroniques étudiés démontre qu'une attention particulière doit être portée sur le choix du type de dosimètre à utiliser selon la distribution en énergie du champ présent au poste de travail. Par exemple, pour le domaine hospitalier (radiographie X) ou les ateliers Pu, où les rayonnements photoniques susceptibles d'être reçus par les travailleurs sont principalement de basse énergie, un nombre faible de dosimètres semble capable de donner une bonne estimation de l'équivalent de dose individuel.

Concernant la réponse angulaire $R(\alpha) = H_p(0,07,\alpha)/H_p(10,0^\circ)$, les spécifications de cette même norme recommandent une tolérance de $\pm 30\%$ pour la raie du ^{137}Cs et de 50% pour une énergie de 65 keV, pour des angles d'incidence compris entre $\pm 60^\circ$. Idéalement, la variation de la réponse $R(\alpha)$ du dosimètre doit suivre celle calculée dans la CIPR 74 (cf. figure 3.26). Toutefois,

une étude comparative similaire à celle de la réponse en énergie ci-dessus tend à montrer que certains de ces dosimètres individuels ont une réponse sensiblement isotrope, présentant de fait des écarts supérieurs à ceux prescrits par la norme ; ces derniers présenteraient donc une qualité requise pour la dosimétrie d'ambiance, mais en l'espèce sont inadéquat pour la dosimétrie individuelle [48].

Ajoutons que, pour la dosimétrie des photons, dans certains dosimètres, une diode supplémentaire peut être ajoutée pour l'estimation de l'équivalent de dose extrémité $H_p(0,07)$ et ce, à partir d'une énergie de photon de 15 keV.

Notons enfin qu'il est possible de mesurer également les neutrons par l'adjonction autour de la diode d'un modérateur en polyéthylène dopé au bore, qui permet par l'intermédiaire des α émis par réaction de capture (α, n) sur le ^{10}B de mesurer les neutrons dont l'énergie s'étend du thermique jusqu'au rapide (15 MeV). La gamme d'énergie est typiquement comprise entre 1 μSv et 1 Sv, pour un débit d'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ compris entre 10 $\mu\text{Sv/h}$ et 0,1 Sv/h.

La norme CEI-1323 [10] précise les recommandations liées à la réponse en énergie des dosimètres électroniques pour les neutrons : pour une gamme d'énergie comprise entre 100 keV et 15 MeV, l'écart doit se limiter à $\pm 50\%$ de la réponse de référence.

La figure 3.53a représente l'écart mesuré entre $H_p(10)_{\text{réf}}$ et celui mesuré pour différentes énergies monocinétiques (e.g. 14,8 MeV des accélérateurs de neutrons), les neutrons thermiques, le spectre de l'AmBe représenté à son énergie moyenne (i.e. 4,4 MeV), ainsi qu'un spectre « réaliste » de poste de travail produit sur le dispositif CANEL de l'IRSN [36], pour le dosimètre Saphydose-n. Nous rappellerons que pour ces mesures le dosimètre est placé au centre en face avant d'un fantôme ISO-PMMA, simulant le tronc humain et pour les conditions d'irradiation de la norme ISO-8529 [31].

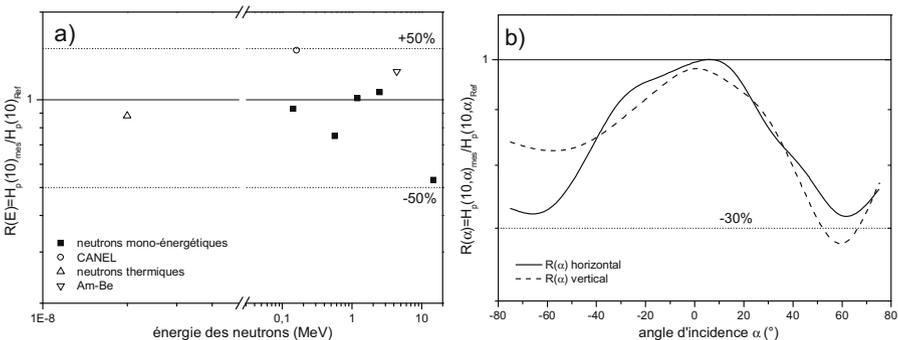


Figure 3.53 – a) Variation de la réponse $R(E) = H_p(10)_{\text{mes}} / H_p(10)_{\text{réf}}$ pour différentes énergies de neutrons (adaptée de [38]). b) Réponse angulaire $R(\alpha) = H_p(10, \alpha)_{\text{mes}} / H_p(10, \alpha)_{\text{réf}}$ pour des angles compris entre 0 et $\pm 75^\circ$, sur un plan horizontal et vertical passant par le centre de référence du détecteur, pour le dosimètre à semi-conducteur Saphydose-n.

Les écarts observés sur la réponse en énergie sont conformes avec les prescriptions des normes. Cette même norme fixe également les prescriptions d'écarts sur la réponse angulaire $R(\alpha)$ vis-à-vis de $H_p(10, \alpha)$: pour des angles compris entre 0° et $\pm 75^\circ$, la variation ne doit pas excéder $\pm 30\%$ de la valeur de référence. La figure 3.53b représente la variation de $R(\alpha) = H_p(10, \alpha)_{\text{mes}} / H_p(10, \alpha)_{\text{réf}}$ pour des angles compris entre 0 et $\pm 75^\circ$, sur des plans horizontal et vertical passant par le centre de référence du détecteur. Les réponses angulaires horizontales du Saphydose-n sont conformes à la norme CEI 1323 ($\pm 30\%$). Seul, le point à $+60^\circ$ de la réponse angulaire verticale présente un écart de 34% .

Ajoutons que la réponse de ce même dosimètre en termes d'équivalent de dose individuel intégré dans des champs de rayonnements photoniques est inférieure à 5% (test effectués avec ^{60}Co , ^{137}Cs , X de 164 et 250 keV). Le cas échéant, en champ mixte, la nature de l'impulsion émise permet au moyen d'un traitement électronique approprié de discriminer les photons des neutrons.

Enfin, mentionnons qu'il existe des dosimètres adaptés à des contextes radiologiques particuliers ; nous citerons les détecteurs à activation utilisés pour les accidents de criticité (e.g. SNAC 2), composés de différents matériaux susceptibles d'être activés (cf. chapitre 2, § 2.3.8) ; insensibles aux γ , ils permettent de remonter au spectre en énergie de la fluence et au taux d'émission neutronique, moyennant un algorithme matriciel.

3.7.6 Spectres réalistes de neutrons pour l'étalonnage

Les procédures d'étalonnage d'appareils de radioprotection que nous venons de décrire font apparaître une limitation majeure : les normes définissent des champs de rayonnements primaires mono-énergétiques ou spectraux ne simulant que partiellement le champ de rayonnement effectif présent aux postes de travail. Cette approche peut induire, en certains cas, des variations significatives sur les réponses en énergie $R(E)$ et $R(\alpha)$ vis-à-vis de la grandeur opérationnelle mesurée et celle effective devant être lue au poste de travail. Pour pallier ce risque de mauvaise estimation, trois alternatives sont envisageables. Afin de considérer au mieux le champ de rayonnement du terme source au poste de travail, la démarche idéale consiste à mesurer le spectre énergétique de la fluence en un point P de ce poste. Nous avons décrit, dans le chapitre 2, un certain nombre de techniques de mesure permettant d'accéder à la distribution en énergie – ROSPEC, sphères de Bonner, compteurs à protons de recul... – pour les neutrons, moyennant une convolution par les coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose » on aboutit *in fine* à la détermination fidèle de l'équivalent de dose au poste de travail. La figure 3.54 montre la mesure de spectre au moyen de sphères de Bonner et d'un ROSPEC à proximité d'un château de transport de combustible utilisé type NTL 11 (Krümmel-Allemagne), d'après [37].

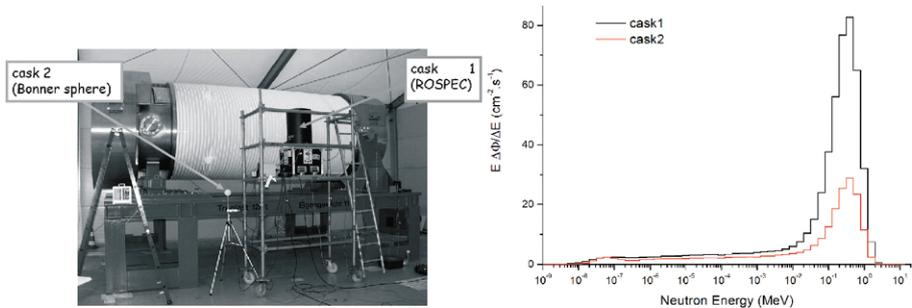


Figure 3.54 – a) Dispositif expérimental détermination de la distribution en énergie de la fluence de neutrons au moyen de sphères de Bonner et d'un ROSPEC, autour d'un château de transport de combustible usé type NTL 11 (Krümmel-Allemagne). b) Spectres d'émission neutronique obtenus par les deux détecteurs. D'après [37].

Nous remarquons à la figure 3.54 les spectres neutroniques « durs » avec une faible composante thermique typique de l'émission neutronique par fission spontanée ou réaction (α, n) sur les composés fluorés ou oxydés du Pu et de l'U (cf. chapitre 4).

On dispose alors en lieu et place de ce point le dosimètre à étalonner et on détermine ainsi par mesure le coefficient d'étalonnage « vrai » au point P selon l'expression (3.25).

$$N_H = \frac{(H^*(10))_{\text{vrai}}}{m_{v_1}} \quad (3.25)$$

Si cette approche constitue la méthode d'étalonnage idoine, elle présente pour autant un certain nombre d'inconvénients : accès au poste de travail, mise en place de dispositifs de mesure contraignants, temps d'étalonnage par poste de travail...

Une alternative à ces inconvénients est alors l'utilisation de dispositifs de laboratoire permettant de recréer des conditions d'irradiation proches de celles susceptibles d'être rencontrées sur des postes de travail. Le dispositif CANEL/T400 de l'IRSN [36] est dévolu à ce type d'approche : un accélérateur de deutons produit des neutrons mono-énergétiques de 2,4 MeV sur une cible de deutérium ($D(d, n)^3\text{He}$), émis vers une cible en uranium appauvri ^{238}U , afin de générer de la fission induite. Cette source de neutrons de fission est entourée de différents éléments modérateurs et absorbants ($\text{Fe} + \text{H}_2\text{O} + (\text{CH}_2)_n$) permettant de recréer ainsi des spectres énergétiques de neutrons, dégradés par des protections biologiques, typiques des termes sources d'exposition externe aux neutrons, du cycle du combustible. La figure 3.55a donne une vue en coupe de ce dispositif d'étalonnage.

À la figure 3.55b, nous observons les deux bosses caractéristiques (i.e. thermique et rapide) des spectres de neutrons des combustibles. À noter que le coefficient de conversion « fluence-équivalent de dose » moyen pour le spectre de CANEL est $\bar{h}_\Phi^*(10) = H^*(10)/\Phi = 43,3 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$ réparti à hauteur de 14 %

pour la zone thermique, 6 % pour l'intermédiaire et 80 % pour la rapide. Les inconvénients de cette méthode sont liés au déploiement du dispositif au sein d'un laboratoire et au caractère éventuellement trop « stéréotypé » du spectre énergétique produit.

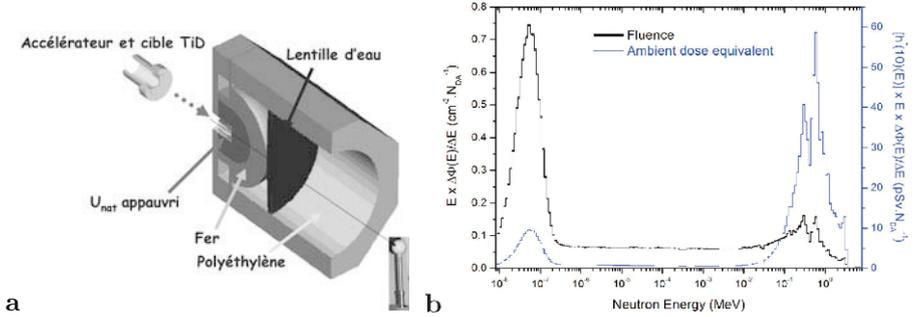


Figure 3.55 – a) Schéma du dispositif d'étalonnage neutron CANEL/T400 tel que modélisé dans MCNP. b) Spectre d'émission neutronique et spectre de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$, d'après [36], avec l'autorisation de Oxford University Press.

Une dernière approche moins contraignante que les précédentes consiste en la modélisation du terme source et des structures environnantes du poste de travail dans un code transport de particules. Nous verrons ultérieurement que le code de transport de particules, fondé sur la méthode Monte-Carlo, permet d'accéder à la distribution du spectre en énergie de la fluence Φ_E , moyennant l'utilisation d'un estimateur et de la fonctionnalité de découpage en énergie approprié. L'histogramme de cette réponse spectrale en énergie permet *in fine* la pondération de chacune des réponses par bande d'énergie $\Phi(E_i; E_{i+1})$ par le coefficient de conversion correspondant (e.g. $h_\Phi^*(10)_{E_i}$). La sommation de chacun de ces termes partiels permet d'obtenir la grandeur opérationnelle recherchée (e.g. $H^*(10)$) conformément à l'expression (3.18).

Cette approche de la détermination de grandeurs opérationnelles par code de calcul numérique au moyen des coefficients de conversion « grandeur physique-grandeur opérationnelle » constitue de nos jours la méthode principale d'estimation du risque radiologique externe pour l'essentiel des dispositifs et permet lors des phases préparatoires de projet d'estimer et anticiper ce risque.

Concernant l'étalonnage des dosimètres, à l'instar de la première méthode, le coefficient d'étalonnage N_H s'obtient au point d'intérêt, selon le quotient de la valeur calculée de la grandeur opérationnelle, par la valeur de celle mesurée en ce point dans l'installation.

Cependant, cette méthode présente également des inconvénients : la modélisation partielle de la scène radiologique ou du terme source peuvent induire des biais quant à la prise en compte de composantes diffusées ou atténuées, des problèmes de « convergence statistique » liés à la méthode de calcul. En particulier lorsque des épaisseurs de protection biologique sont importantes, des modèles physiques et des sections efficaces qui peuvent manquer de précision

pour certains matériaux et gammes d'énergie entachent le résultat d'une erreur statistique.

3.8 Grandeurs opérationnelles pour les limites du zonage de radioprotection

Dans le code du travail [16], le législateur a délimité des zones de radioprotection en fonction de doses équivalentes et efficaces susceptibles d'être reçues dans des conditions normales de travail. Le tableau 3.9 donne ces limites.

| Type d'exposition | Type de grandeur | Limite zone non réglementée | Limite zone surveillée ¹ |
|---------------------------------------|----------------------------|-----------------------------|-------------------------------------|
| Corps entier | Dose efficace E | 1 mSv par an | 6 mSv par an |
| Mains, avant-bras, pieds et chevilles | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 50 mSv par an | 150 mSv par an |
| Peau | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 50 mSv par an | 150 mSv par an |
| Cristallin | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 45 mSv par an | 150 mSv par an |

¹ Au-delà de la zone surveillée, il convient d'avoir une zone contrôlée.

Tableau 3.9 – Limites pour le zonage de radioprotection du code du travail.

Comme admis plus haut, ces grandeurs sur lesquelles sont fixées les limites admissibles sont des grandeurs de protection, uniquement accessibles par calcul et qui par suite ont conduit à la définition de grandeurs opérationnelles mesurables pour les estimer.

Le législateur a également décliné ces valeurs annuelles en limites horaires dans l'arrêté du 15 mai 2006 relatif au zonage de radioprotection ; elles sont données dans le tableau 3.10.

| Type d'exposition | Type de grandeur | Limite pour la zone non réglementée | Limite pour la zone surveillée | Limite pour la zone contrôlée |
|--|----------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|
| Corps entier | Dose efficace E | 80 μ Sv par mois | 7,5 μ Sv en 1 h | 25 μ Sv en 1 h |
| Extrémités (mains, avant-bras, pieds, chevilles) | Dose équivalente $H_{T,R}$ | – | 0,2 mSv en 1 h | 0,65 mSv en 1 h |

Tableau 3.10 – Limites opérationnelles pour le zonage de radioprotection (arrêté du 15 mai 2006).

De même, dans cet arrêté, le législateur a rendu réglementaire les grandeurs opérationnelles pour la définition des zones spécialement réglementées à l'intérieur des zones contrôlées ; elles sont données dans le tableau 3.11.

| Type d'exposition | Type de grandeur ¹ | Limite pour la zone spécialement réglementée jaune | Limite pour la zone spécialement réglementée orange ² |
|--|--------------------------------------|--|--|
| Corps entier | Débit d'équivalent de dose $H^*(10)$ | 2 mSv/h | 100 mSv/h |
| Extrémités (mains, avant-bras, pieds, chevilles) | Dose équivalente $H_{T,R}$ | 100 mSv/h | 2,5 Sv/h |

¹ Pour l'exposition externe.

² Au-delà de la zone orange, il convient de délimiter une zone interdite, désignée zone rouge.

Tableau 3.11 – Limite des zones spécialement réglementées.

La figure 3.56 synthétise l'ensemble de ces prescriptions réglementaires sur les limites radiologiques liées au zonage de radioprotection, en insistant sur la nouveauté consistant à fixer des limites de débit sur des grandeurs opérationnelles.

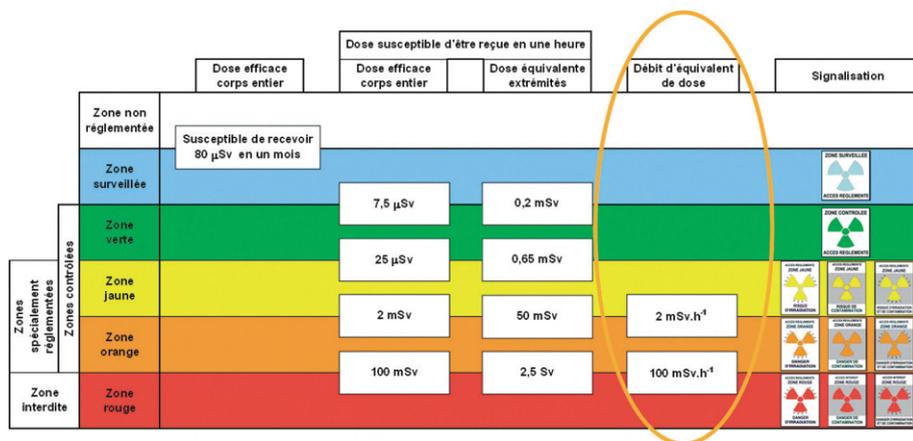


Figure 3.56 – Synthèse des limites d'exposition radiologiques liées au zonage de radioprotection.

3.9 L'évolution possible des grandeurs de protection

La CIPR continue de travailler sur les grandeurs de protection inspirées des évolutions permanentes apportées par les travaux des radiobiologistes et

des études épidémiologiques. Rappelons que la plupart des recommandations énoncées dans les publications sont reprises par les directives européennes puis transposées en droit français ; le document de référence actuel afférant aux recommandations liées à l'exposition externe est la publication 60 [11]. La recommandation de la CIPR auxquelles feront référence les futures directive européenne et réglementation française est la CIPR 103 [14].

Cette publication réévalue les valeurs des coefficients w_R . On remarque un changement significatif pour le w_R des protons qui passe de 5 à 2. En outre, les neutrons passent d'une valeur discrète en fonction de la gamme d'énergie à une valeur continue selon les équations par intervalle d'énergie (3.26)

$$w_R = \begin{cases} 2,5 + 18,2 e^{-[\ln(En)]^2/6} & En < 1 \text{ MeV} \\ 5 + 17 e^{-[\ln(2En)]^2/6} & 1 \text{ MeV} \leq En \leq 50 \text{ MeV} \\ 2,5 + 3,25 e^{-[\ln(0,04 En)]^2/6} & En > 50 \text{ MeV} \end{cases} \quad (3.26)$$

La figure 3.57 donne une illustration de ce facteur en fonction de l'énergie des neutrons. Cette nouvelle approche a été obtenue de manière empirique et est conforme aux connaissances biologiques existantes.

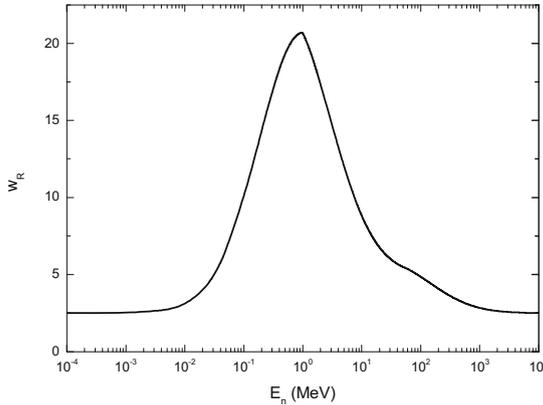


Figure 3.57 – Facteur de pondération pour les rayonnements w_R pour les neutrons en fonction de l'énergie (équation 3.26).

À noter que pour l'essentiel des spectres neutroniques usuels connus, cette modification de la dose efficace n'entraîne pas davantage d'écart significatif avec la grandeur opérationnelle de l'équivalent de dose ambiant [47]. La figure 3.58 donne cette comparaison.

Il faut mentionner ici que les recommandations de la CIPR 60 ont été prises en compte au sein de la directive Euratom (96/29) au bout de 6 ans et transposées au droit français au bout de 10 ans.

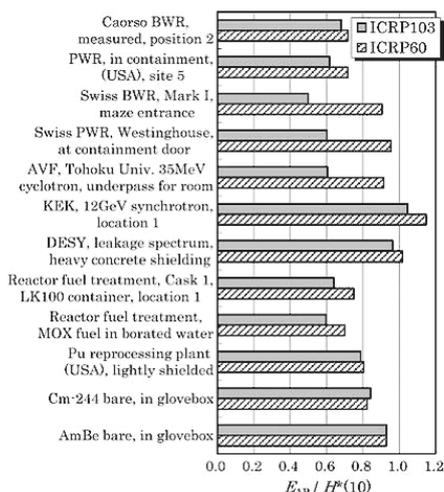


Figure 3.58 – Comparaison de la dose efficace définie dans les CIPR 60 et 103 et de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$, d'après [47], avec l'autorisation de Oxford University Press.

À noter que, la notion d'équivalent de dose ambiant reste d'actualité et que Pellicioni [45] montre que, pour les neutrons, ce dernier reste un bon estimateur conservatif de la dose efficace jusqu'à des énergies de 100 MeV.

Un changement notable apporté par la publication 103 de la CIPR [14] est la réévaluation du facteur de pondération pour les tissus : 14 facteurs de pondération spécifiés au lieu de 12 pour la CIPR 60 (ajout du cerveau et des glandes salivaires) et les « tissus restants » concernant 15 organes au lieu de 10. Ces valeurs sont données dans le tableau 3.12.

| Tissu | w_T | Σw_T |
|---|-------|--------------|
| Moelle osseuse (rouge), côlon, poumons, estomac, sein, tissus restants* | 0,12 | 0,72 |
| Gonades | 0,08 | 0,08 |
| Vessie, œsophage, foie, thyroïde | 0,04 | 0,16 |
| Surface osseuse, cerveau, glandes salivaires, peau | 0,01 | 0,04 |
| Total | 1,00 | |

*Surrénales, région extrathoracique (ET), vésicule biliaire, cœur, reins, ganglions lymphatiques, muscle, muqueuse buccale, pancréas, prostate, intestin grêle, rate, thymus, utérus/col de l'utérus.

Tableau 3.12 – Valeurs recommandées par la CIPR 103 pour les facteurs de pondération pour les tissus, adapté de [14].

Concernant le facteur de qualité Q , la publication 103 propose une relation entre le facteur de pondération pour les rayonnements et un facteur de qualité

moyen, moyenné sur le corps humain et calculé pour une exposition isotrope. La relation entre ce facteur de qualité moyen pour le corps humain q_E et le facteur de pondération w_R est donnée par la fonction :

$$w_R = 1,6(q_E - 1) + 1$$

Cette équation conserve une valeur de w_R de 20 environ à des énergies des neutrons proches de 1 MeV. Les calculs de q_E ont été effectués en prenant en compte la distribution des doses dans le corps humain et en utilisant les facteurs de pondération pour les tissus w_T des différents organes et tissus par l'équation :

$$q_E = \sum_T w_T \bar{Q}_T D_T / \sum_T w_T D_T$$

où \bar{Q}_T est le facteur de qualité moyen dans le tissu ou l'organe T et D_T la dose moyenne correspondant à cet organe. Comme les différentes valeurs de w_T pour les organes et tissus ne sont pas symétriquement distribuées dans le corps humain, la valeur de q_E dépend de l'incidence directionnelle du rayonnement sur le corps.

Cette relation présente l'intérêt de faire ressortir plus clairement la base scientifique commune du concept de pondération pour les rayonnements et du facteur de qualité utilisés dans la définition des grandeurs opérationnelles.

La CIPR 116 [50] réévalue l'ensemble des doses efficaces en considérant les nouveaux facteurs de pondérations de la CIPR 103. Dans cette publication, outre les facteurs w_R et w_T , de nouveaux fantômes anthropomorphiques, fondés sur des fantômes voxélisés, sont introduits pour les calculs. La figure 3.59 représente ces nouveaux fantômes introduits dans la CIPR.



Figure 3.59 – Nouveaux fantômes voxelisés (homme à gauche, femme à droite) pour le calcul des doses efficaces, d'après [50], avec l'autorisation de Michiya Sasaki, on behalf of ICRP.

La figure 3.60 compare pour les photons la dose efficace en géométrie AP avec les nouveaux facteurs de la CIPR 103 (données de la CIPR 116) et la grandeur opérationnelle $H^*(10)$.

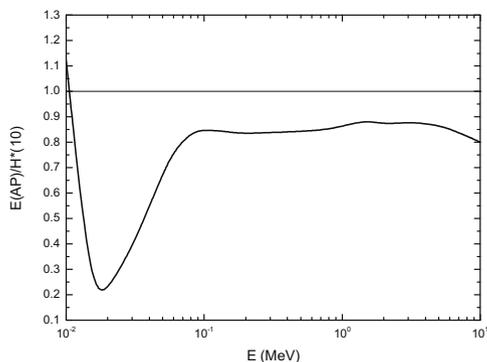


Figure 3.60 – Rapport de la dose efficace E en géométrie AP issue de la CIPR 116 et de la grandeur opérationnelle $H^*(10)$ pour les photons (d'après les données de la CIPR 116 [50] et de la CIPR 74 [12]).

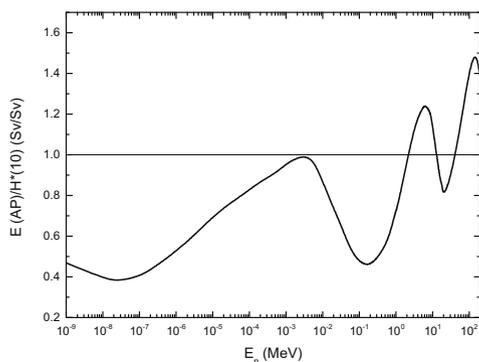


Figure 3.61 – Rapport de la dose efficace E en géométrie AP issue de la CIPR 116 et de la grandeur opérationnelle $H^*(10)$ pour les neutrons (d'après les données de la CIPR 116 [50] et de la CIPR 74 [12]).

On remarque que les conclusions du § 6 comparant les grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles restent les mêmes avec cette nouvelle CIPR.

Ajoutons enfin, qu'en avril 2011 la CIPR, a émis une recommandation concernant la limite de dose équivalente au cristallin, pour les travailleurs. Cette recommandation fixe la limite à 20 mSv par an, moyennée sur des périodes de 5 ans, sans dépasser 50 mSv par an. La valeur actuelle et réglementaire est de 150 mSv par an.

Références

- [1] Arrêté du 1^{er} septembre 2003 définissant les modalités de calcul des doses efficaces et des doses équivalentes résultant de l'exposition des personnes aux rayonnements ionisants.
- [2] Antoni R, Bourgois L (2005) communication privée.
- [3] Antoni R (2006) Calculs de débits de dose pour l'accélérateur Aglae du Louvre. Rapport interne, CEA Saclay.
- [4] Arrêté du 15 mai 2006 relatif aux conditions de délimitation et de signalisation des zones surveillées et contrôlées et des zones spécialement réglementées ou interdites compte tenu de l'exposition aux rayonnements ionisants, ainsi qu'aux règles d'hygiène, de sécurité et d'entretien qui y sont imposées.
- [5] ASN (2011) Revue contrôle n°192. Imagerie médicale, maîtriser les expositions aux rayonnements ionisants.
- [6] Bourgois L (2011) Estimation de la dose extrémité due à une contamination par un radionucléide émetteur β : l'équivalent de dose est-il un bon estimateur de la grandeur de protection ? *Radioprotection* Vol. 46, n° 2, 175-187.
- [7] Chumak VV, Bakhanova EV (2003) Relationship between protection and operational quantities in dosimetry of photon external exposure - Deficiencies of $H_p(10)$. *Radiat Prot Dosim* 104(2), 103-111.
- [8] CEI 1525 (1996) Instrumentation pour la radioprotection – Rayonnement X, gamma et bêta d'énergie élevée, et neutroniques. Moniteur individuel à lecture direct d'équivalent de dose et/ou débit d'équivalent de dose.
- [9] CEI 61526 (2005) Instrumentation pour la radioprotection – Mesure des équivalents de dose individuels $H_p(10)$ et $H_p(0,07)$ pour les rayonnements X, gamma, neutron et bêta – Appareils de mesure à lecture directe et moniteurs de l'équivalent de dose individuel.
- [10] CEI 1323. Instrumentation pour la radioprotection - Rayonnements neutroniques - Moniteur individuel à lecture directe d'équivalent de dose et/ou de débit d'équivalent de dose.
- [11] ICRP (1991) Publication 60. Recommendations of the ICW, *Ann ICRP* 21 (1-3).
- [12] ICRP (1996) Publication 74. Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation.
- [13] ICRP (2003) Publication 92. Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), and Radiation Weighting Factor w_R .
- [14] ICRP (2007) Publication 103. Recommandations 2007 de la Commission internationale de Protection radiologique.
- [15] Cross WG (1997) Empirical expression for beta ray point source dose distributions. *Radiat Prot Dosim* Vol. 69, n°2, 85-96.
- [16] Code du travail, partie IV – Santé et sécurité au travail – Livre IV – Prévention de certains risques d'exposition – Titre V – Prévention des risques d'exposition aux rayonnements.
- [17] Faussot A (2010) Étalonnage du matériel de radioprotection ATSR.
- [18] Ferrari A, Pelliccioni M (1998) Fluence to dose equivalent conversion data and effective quality factors for high energy neutrons. *Radiat Prot Dosim* Vol. 76, n°4, 215-224.
- [19] Ferreux L, Bourgois L (2005) communication privée.
- [20] Fraboulet P (2008) Fiche technique du dosimètre RPL rapport interne SDE/LSDOS – IRSN.

- [21] Furstoss C (2006) Conception et développement d'un fantôme anthropomorphe équipé de détecteurs dans le but d'évaluer la dose efficace à un poste de travail : étude de faisabilité. Thèse de l'Université de Paris XI.
- [22] Gambini DJ, Granier R (1997) *Manuel pratique de radioprotection*. 2^e édition, Tec & Doc.
- [23] Girod M, Bourgois L, Cornillaux G, Andre S, Postaük J (2004) Study and presentation of a fast neutron and photon dosimeter for area and criticality monitoring using radiophotoluminescent glass. *Radiat Prot Dosim* Vol. 112, No. 3.
- [24] Huet C, Clairand I, Tromprier F, Bey E, Bottollier-Depois JF (2007) Reconstitution de dose par calcul Monte-Carlo en cas d'accident radiologique : application à l'accident du Chili. *Radioprotection* 2007 Vol. 42, n° 4, 489-500.
- [25] ICRU (1980) Radiation quantities and units. Publication 33.
- [26] ICRU (1985) Détermination des équivalents de dose dus aux sources externes de rayonnement. Publication 39.
- [27] ICRU (1988) Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources-Part II. Publication 43.
- [28] ICRU (1992) Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations. Publication 47.
- [29] ICRU (1993) Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry. Publication 51.
- [30] ICRU (1998) Coefficients for use in radiological protection against external radiation. Publication 57.
- [31] ISO 8529 (1989) Neutron reference radiation for calibrating neutron-measuring devices used for radiation protection purposes and for determining their response as a function of neutron energy (Genève).
- [32] ISO 4037 (1992) X and gamma reference radiations for calibrating dosimeters and dose ratemeters and for determining their response as a function of photon energy, Part 1 et 2.
- [33] ISO 6980 (1992) Reference beta radiations for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of beta radiation energy.
- [34] Joffre H (1963) Les problèmes physiques de la radioprotection ». Génie atomique tome I.
- [35] Katz L, Penfold AS (1952) Range energy relations for electrons and the determination on beta-ray end point energies by absorption. *Rev Mod Phys* Vol. 24, n°1, 28-44.
- [36] Lacoste V, Gressier V (2004) Monte Carlo simulation of the IRSN Canel/T400 realistic mixed neutrons-photon radiation field. *Radiat Prot Dosim* Vol. 110, Nos 1-4, 123-127.
- [37] Lacoste V (2007) Campagne de mesure, comparaison, perspectives » INSTN : session dosimétrie des neutrons.
- [38] Lahaye T, Cutarella D, Ménard S, Rannou A, Bolognese-Milsztajn T (2000) Dosimètre individuel électronique pour les neutrons : Saphydose-n. *Radioprotection* Vol. 35, n°2.
- [39] Lemosquet A, Clairand I, de Carlan L, Franck D, Aubineau-Lanièce I, Bottollier-Depois JF (2004) A computational tool based on voxel geometry for dose reconstruction of a radiological accident due to external exposure. *Radiat Prot Dosim* 110, 449-454.
- [40] Lopez Ponte MA, Castellani CM, Currvivan L *et al.* (2004) A catalogue of dosimeters and dosimetric services within Europe - an update. *Radiat Prot Dosim* 112(1), 45-68.

- [41] Lund/LBNL Nuclear Data Search 1999.
- [42] Martel P (2009) Évaluation technique d'un débitmètre/dosimètre dans le cadre du contrôle réglementaire des générateurs électriques de Rayons X utilisés en radiodiagnostic Congrès de la Société Française de Radioprotection - La Hague.
- [43] Pelliccioni M (1998) Fluence to dose equivalent conversion data and radiation weighting factors for high energy radiation. *Radiat Prot Dosim* Vol. 77, No. 3, 159-170.
- [44] Pelliccioni M (2000) Overview of Fluence-to-Effective Dose and Fluence-to-Ambient Dose Equivalent Conversion Coefficients for High Energy Radiation Calculated Using the FLUKA Code. *Radiat Prot Dosim* 88(4), 279-297.
- [45] Pelliccioni M (2004) The impact of ICRP publication 92 on the conversion coefficient in use for cosmic ray dosimetry. *Radiat Prot Dosim* Vol. 109, n°4, 303-309.
- [46] Schultz FW, Zoetelief J (1996) Organ and effective doses in the male phantom ADAM exposed in AP direction to broad beams of monoenergetic electrons. *Health Phys* 70(4), 498-504.
- [47] Tatsuhiko S, Akira E, Yasuda H, Niita K (2011) Impact of the introduction of ICRP publication 103 on neutron dosimetry. *Radiat Prot Dosim* Vol. 146.
- [48] Texier C, Itié C, Servière H, Gressier V, Bolognese-Milsztage T (2001) Study of the photon radiation performance of electronic personal dosimeters. *Radiat Prot Dosim* Vol. 96, n°1-3, 245-249.
- [49] IAEA (2001) Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes. Technical Reports Series No. 403. Supplement No. 318
- [50] ICRP (2010) Publication 116. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures, *Ann. ICRP* 40(2-5).

Annexe 1

Réponse angulaire $R(0,07,\alpha)$ pour l'équivalent de dose directionnel $H'(0,07,\alpha)$ pour des électrons d'énergie comprise entre 0,1 et 2 MeV – CIPR 74 [12], reproduit avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

| E (MeV) | $R(0,07,\alpha)$ | | | | | | | | | |
|--------------|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 0° | 15° | 30° | 45° | 60° | 67,5° | 75° | 82,5° | 85° | 89° |
| 0,07 | 1 | 0,813 | 0,471 | 0,17 | 0,041 | na | 0,005 | | | |
| 0,08 | 1 | 0,903 | 0,645 | 0,348 | 0,132 | na | 0,028 | 0,007 | 0,003 | |
| 0,09 | 1 | 0,926 | 0,709 | 0,445 | 0,201 | na | 0,055 | 0,017 | 0,01 | 0,001 |
| 0,1 | 1 | 0,938 | 0,76 | 0,509 | 0,258 | na | 0,081 | 0,027 | 0,016 | 0,002 |
| 0,15 | 1 | 0,989 | 0,945 | 0,771 | 0,486 | na | 0,18 | 0,064 | na | na |
| 0,2 | 1 | 1,046 | 1,12 | 1,072 | 0,751 | na | 0,295 | 0,106 | 0,06 | 0,008 |
| 0,4 | 1 | 1,039 | 1,143 | 1,33 | 1,348 | 1,083 | 0,661 | 0,245 | 0,133 | 0,015 |
| 0,7 | 1 | 1,028 | 1,11 | 1,266 | 1,517 | 1,502 | 1,085 | 0,426 | 0,216 | 0,023 |
| 1 | 1 | 1,017 | 1,087 | 1,227 | 1,469 | 1,583 | 1,308 | 0,552 | 0,294 | 0,03 |
| 1,5 | 1 | 1,027 | 1,075 | 1,191 | 1,401 | 1,574 | 1,572 | 0,756 | na | na |
| 2 | 1 | 1,022 | 1,066 | 1,163 | 1,338 | 1,51 | 1,654 | 0,95 | 0,53 | 0,053 |
| 3 | 1 | 1,004 | 1,038 | 1,113 | 1,264 | 1,39 | 1,612 | 1,277 | 0,731 | 0,072 |
| 4 | 1 | 1,007 | 1,042 | 1,097 | 1,239 | 1,369 | 1,546 | 1,479 | 0,952 | 0,093 |
| 7 | 1 | 1,005 | 1,019 | 1,071 | 1,18 | 1,274 | 1,419 | 1,736 | 1,412 | 0,151 |
| 10 | 1 | 1,01 | 1,016 | 1,05 | 1,126 | 1,22 | 1,345 | 1,661 | 1,646 | 0,21 |

Annexe 2

Facteur de dépendance angulaire $R(10,\alpha)$ défini par le ratio de $H_p(10,\alpha)$ sur $H_p(10,0^\circ)$ pour des énergies de photons comprises entre 15 keV et 1 MeV, et pour différents angles d'incidence, calculé par un code Monte-Carlo – CIPR 74.

| Photon energy (MeV) | $H_p(10,0^\circ)/K_a$ (Sv/Gy) | Ratio $H_p(10,\alpha)/H_p(10,0^\circ)$ | | | | | |
|------------------------|----------------------------------|--|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | 0° | 15° | 30° | 45° | 60° | 75° |
| 0,010 | 0,009 | 1,000 | 0,889 | 0,556 | 0,222 | 0,000 | 0,000 |
| 0,0125 | 0,098 | 1,000 | 0,929 | 0,704 | 0,388 | 0,102 | 0,000 |
| 0,015 | 0,264 | 1,000 | 0,966 | 0,822 | 0,576 | 0,261 | 0,030 |
| 0,0175 | 0,445 | 1,000 | 0,971 | 0,879 | 0,701 | 0,416 | 0,092 |
| 0,020 | 0,611 | 1,000 | 0,982 | 0,913 | 0,763 | 0,520 | 0,167 |
| 0,025 | 0,883 | 1,000 | 0,980 | 0,937 | 0,832 | 0,650 | 0,319 |
| 0,030 | 1,112 | 1,000 | 0,984 | 0,950 | 0,868 | 0,716 | 0,411 |
| 0,040 | 1,490 | 1,000 | 0,986 | 0,959 | 0,894 | 0,760 | 0,494 |
| 0,050 | 1,766 | 1,000 | 0,988 | 0,963 | 0,891 | 0,779 | 0,526 |
| 0,060 | 1,892 | 1,000 | 0,988 | 0,969 | 0,911 | 0,793 | 0,561 |
| 0,080 | 1,903 | 1,000 | 0,997 | 0,970 | 0,919 | 0,809 | 0,594 |
| 0,100 | 1,811 | 1,000 | 0,992 | 0,972 | 0,927 | 0,834 | 0,612 |
| 0,125 | 1,696 | 1,000 | 0,998 | 0,980 | 0,938 | 0,857 | 0,647 |
| 0,150 | 1,607 | 1,000 | 0,997 | 0,984 | 0,947 | 0,871 | 0,677 |
| 0,200 | 1,492 | 1,000 | 0,997 | 0,991 | 0,959 | 0,900 | 0,724 |
| 0,300 | 1,369 | 1,000 | 1,000 | 0,996 | 0,984 | 0,931 | 0,771 |
| 0,400 | 1,300 | 1,000 | 1,004 | 1,001 | 0,993 | 0,955 | 0,814 |
| 0,500 | 1,256 | 1,000 | 1,005 | 1,002 | 1,001 | 0,968 | 0,846 |
| 0,600 | 1,226 | 1,000 | 1,005 | 1,004 | 1,003 | 0,975 | 0,868 |
| 0,800 | 1,190 | 1,000 | 1,001 | 1,003 | 1,007 | 0,987 | 0,892 |
| 1 | 1,167 | 1,000 | 1,000 | 0,996 | 1,009 | 0,990 | 0,910 |
| 1,5 | 1,139 | 1,000 | 1,002 | 1,003 | 1,006 | 0,997 | 0,934 |
| 3 | 1,117 | 1,000 | 1,005 | 1,010 | 0,998 | 0,998 | 0,958 |
| 6 | 1,109 | 1,000 | 1,003 | 1,003 | 0,992 | 0,997 | 0,995 |
| 10 | 1,111 | 1,000 | 0,998 | 0,995 | 0,989 | 0,992 | 0,966 |

Annexe 3

Facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant sous 10 mm » et « fluence-équivalent de dose directionnel à 0° sous 70 μm » en fonction de l'énergie des photons [12], reproduit avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

| E (MeV) | $h_{\Phi}^*(10)$ pSv·cm ² | $h'_{\Phi}(0,07)$ pSv·cm ² | E (MeV) | $h_{\Phi}^*(10)$ pSv·cm ² | $h'_{\Phi}(0,07)$ pSv·cm ² |
|-----------|---|--|-----------|---|--|
| 0,01 | 0,061 | 7,2 | 0,5 | 2,93 | 2,93 |
| 0,015 | 0,83 | 3,19 | 0,6 | 3,44 | 3,44 |
| 0,02 | 1,05 | 1,81 | 0,8 | 4,38 | 4,38 |
| 0,03 | 0,81 | 0,9 | 1 | 5,2 | 5,2 |
| 0,04 | 0,64 | 0,62 | 1,5 | 6,9 | 6,9 |
| 0,05 | 0,55 | 0,5 | 2 | 8,6 | 8,6 |
| 0,06 | 0,51 | 0,47 | 3 | 11,1 | 11,1 |
| 0,08 | 0,53 | 0,49 | 4 | 13,4 | 13,4 |
| 0,1 | 0,61 | 0,58 | 5 | 15,5 | 15,5 |
| 0,15 | 0,89 | 0,85 | 6 | 17,6 | 17,6 |
| 0,2 | 1,2 | 1,15 | 8 | 21,6 | 21,6 |
| 0,3 | 1,8 | 1,8 | 10 | 25,6 | 25,6 |
| 0,4 | 2,38 | 2,38 | | | |

Annexe 4

Facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose ambiant sous 10 mm », facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose directionnel à 0° sous 70 μm », facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose individuel sous 10 mm », facteurs de conversion « kerma dans l'air-équivalent de dose individuel sous 70 μm » [12], reproduit avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

| E (MeV) | $H^*(10)/K_a$ Sv/Gy | $H(0,07)/K_a$ Sv/Gy | $H_p(10,0^\circ)/K_a$ Sv/Gy | $H_p(0,07,0^\circ)/K_a$ Sv/Gy |
|-----------|------------------------|------------------------|--------------------------------|----------------------------------|
| 0,005 | | | | 0,750 |
| 0,01 | 0,008 | 0,95 | 0,009 | 0,947 |
| 0,0125 | | | 0,098 | |
| 0,015 | 0,260 | 0,99 | 0,264 | 0,981 |
| 0,0175 | | | 0,445 | |
| 0,02 | 0,610 | 1,05 | 0,611 | 1,045 |
| 0,025 | | | 0,883 | |
| 0,03 | 1,100 | 1,22 | 1,112 | 1,230 |
| 0,04 | 1,470 | 1,41 | 1,490 | 1,444 |
| 0,05 | 1,670 | 1,53 | 1,766 | 1,632 |
| 0,06 | 1,740 | 1,59 | 1,892 | 1,716 |
| 0,08 | 1,720 | 1,61 | 1,903 | 1,732 |
| 0,1 | 1,650 | 1,55 | 1,811 | 1,669 |
| 0,125 | | | 1,696 | |
| 0,15 | 1,490 | 1,42 | 1,607 | 1,518 |
| 0,2 | 1,400 | 1,34 | 1,492 | 1,432 |
| 0,3 | 1,310 | 1,31 | 1,369 | 1,336 |
| 0,4 | 1,260 | 1,26 | 1,300 | 1,280 |
| 0,5 | 1,230 | 1,23 | 1,256 | 1,244 |
| 0,6 | 1,210 | 1,21 | 1,226 | 1,220 |
| 0,8 | 1,190 | 1,19 | 1,190 | 1,189 |
| 1 | 1,170 | 1,17 | 1,167 | 1,173 |
| 1,5 | 1,150 | 1,15 | 1,139 | |
| 2 | 1,140 | 1,14 | | |
| 3 | 1,130 | 1,13 | 1,117 | |
| 4 | 1,120 | 1,12 | | |
| 5 | 1,110 | 1,11 | | |
| 6 | 1,110 | 1,11 | 1,109 | |
| 8 | 1,110 | 1,11 | | |
| 10 | 1,100 | 1,10 | 1,111 | |

Annexe 5

Facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant sous 10 mm » en fonction de l'énergie des neutrons [12], reproduit avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

| E (MeV) | $h_{\Phi}^*(10)$ pSv·cm ² | E (MeV) | $h_{\Phi}^*(10)$ pSv·cm ² | E (MeV) | $h_{\Phi}^*(10)$ pSv·cm ² |
|-----------|---|-----------|---|-----------|---|
| 2,00 E-05 | 10,6 | 0,3 | 233 | 14 | 520 |
| 5,00 E-05 | 9,9 | 0,5 | 322 | 15 | 540 |
| 1,00 E-04 | 9,4 | 0,7 | 375 | 16 | 555 |
| 2,00 E-04 | 8,9 | 0,9 | 400 | 18 | 570 |
| 5,00 E-04 | 8,3 | 1 | 416 | 20 | 600 |
| 1,00 E-03 | 7,9 | 1,2 | 425 | 30 | 515 |
| 0,002 | 7,7 | 2 | 420 | 50 | 400 |
| 0,005 | 8 | 3 | 412 | 75 | 330 |
| 0,01 | 10,5 | 4 | 408 | 100 | 285 |
| 0,02 | 16,6 | 5 | 405 | 125 | 260 |
| 0,03 | 23,7 | 6 | 400 | 150 | 245 |
| 0,05 | 41,1 | 7 | 405 | 175 | 250 |
| 0,07 | 60 | 8 | 409 | 201 | 260 |
| 0,1 | 88 | 9 | 420 | | |
| 0,15 | 132 | 10 | 440 | | |
| 0,2 | 170 | 12 | 480 | | |

Annexe 6

Facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose directionnel à 0° » en fonction de l'énergie des électrons [12], reproduit avec la permission de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

| Énergie (MeV) | $H'(0,07,0^\circ)/\Phi$ (nSv·cm ²) | $H'(3,0^\circ)/\Phi$ (nSv·cm ²) | $H'(10,0^\circ)/\Phi$ (nSv·cm ²) |
|------------------|---|--|---|
| 0,07 | 0,221 | | |
| 0,08 | 1,056 | | |
| 0,09 | 1,527 | | |
| 0,10 | 1,661 | | |
| 0,11 | 1,627 | | |
| 0,13 | 1,513 | | |
| 0,15 | 1,229 | | |
| 0,20 | 0,834 | | |
| 0,30 | 0,542 | | |
| 0,40 | 0,455 | | |
| 0,50 | 0,403 | | |
| 0,60 | 0,366 | | |
| 0,70 | 0,344 | | |
| 0,80 | 0,329 | 0,045 | |
| 1,00 | 0,312 | 0,301 | |
| 1,25 | 0,296 | 0,486 | |
| 1,50 | 0,287 | 0,524 | |
| 1,75 | 0,282 | 0,512 | |
| 2,00 | 0,279 | 0,481 | 0,005 |
| 2,50 | 0,278 | 0,417 | 0,156 |
| 3,00 | 0,276 | 0,373 | 0,336 |
| 3,50 | 0,274 | 0,351 | 0,421 |
| 4,00 | 0,272 | 0,334 | 0,447 |
| 5,00 | 0,271 | 0,317 | 0,43 |
| 6,00 | 0,271 | 0,309 | 0,389 |
| 7,00 | 0,271 | 0,306 | 0,36 |
| 8,00 | 0,271 | 0,305 | 0,341 |
| 10,00 | 0,275 | 0,303 | 0,33 |

Chapitre 4

Évaluation des sources de l'exposition externe

Dans les chapitres précédents, nous nous sommes attachés à définir les grandeurs dosimétriques physiques, de protection ou opérationnelles. L'objectif de ce chapitre 4 est de caractériser les champs de rayonnements primaires et secondaires usuels et d'en déduire ces grandeurs associées. Ce chapitre se concentre sur l'aspect pratique de la caractérisation des champs de rayonnements et des valeurs des grandeurs de radioprotection associées (dénommées en radioprotection « terme source de l'exposition externe ») pour des dispositifs générateurs de rayonnements usuels dans les domaines d'intérêt de cet ouvrage.

4.1 Cas des photons pour des raies discrètes

Lors d'une désintégration radioactive d'un noyau, les raies de photons émises sont discrètes. Nous avons vu, dans le chapitre 3, que pour ce cas, il était relativement aisé à partir de la fluence et des facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » de la CIPR [23] de déduire le débit d'équivalent de dose ambiant.

Avec cette technique, pour des radionucléides courants, le tableau 4.1 donne quelques débits d'équivalent de dose ambiant à un mètre d'une source ponctuelle isotrope de 1 GBq.

| Radionucléide | $\dot{H}^*(10)$ à 1 mètre (mSv·h ⁻¹ ·GBq ⁻¹ à 1 m) |
|----------------|---|
| Ytterbium 169 | $7 \cdot 10^{-2}$ |
| Technétium 99m | $2,2 \cdot 10^{-2}$ |
| Thulium 170 | $1,2 \cdot 10^{-3}$ |
| Césium 137 | $8,4 \cdot 10^{-2}$ |
| Iridium 192 | $1,3 \cdot 10^{-1}$ |
| Cobalt 60 | $3,51 \cdot 10^{-1}$ |
| Sélénium 75 | $6,6 \cdot 10^{-2}$ |

Tableau 4.1 – Débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ à 1 mètre d'une source ponctuelle d'activité de 1 GBq pour différents radionucléides.

Ainsi, on peut déduire le débit d'équivalent de dose d'une source ponctuelle d'activité donnée à n'importe quelle distance, en utilisant la propriété de la loi des inverses carré donnée au chapitre 1. À titre d'exemple, une source d'activité de 1 MBq de ⁶⁰Co génère à une distance de 50 cm le débit d'équivalent de dose suivant :

$$\dot{H}^*(10) = 0,351 \left(\frac{1}{1000} \right) \times \left(\frac{1}{0,5} \right)^2 = 1,4 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

L'ouvrage de Delacroix *et al.* [11] propose les valeurs de débit d'équivalent de dose à une distance de 30 cm d'une source ponctuelle d'activité 1 Bq et ceci pour 212 radionucléides, permettant de déterminer le débit d'équivalent de dose à n'importe quelle distance en considérant la loi en inverse carré.

Par exemple, pour une source ponctuelle de ⁵⁴Mn, cette référence donne un débit d'équivalent de dose de $1,4 \cdot 10^{-6} \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ à 30 cm pour un becquerel ; dans cet ouvrage, la grandeur intitulée D_p est assimilable à l'équivalent de dose ambiant sous 10 mm. À 1 mètre et pour 1 GBq, nous obtenons alors :

$$\dot{H}^*(10) = D_p = 1,4 \cdot 10^{-6} \times (1 \cdot 10^9) \times \left(\frac{0,3}{1} \right)^2 = 126 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Par ailleurs, rappelons (voir chapitre 3) que pour une source ponctuelle isotrope de flux $1 \text{ } (\gamma) \cdot \text{s}^{-1}$, le débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ (en mSv·h⁻¹) à une distance de 1 mètre peut être calculé à l'aide du facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » issu de la CIPR [23] $h_\Phi^*(10)$ (en pSv·cm²) à l'aide de l'équation (4.1).

$$\dot{H}^*(10) = \frac{h_\Phi^*(10) \times 10^{-12}}{4\pi(100)^2} \times 3600 \times 1000 = 2,865 \times 1 \cdot 10^{-11} \times h_\Phi^*(10) \quad (4.1)$$

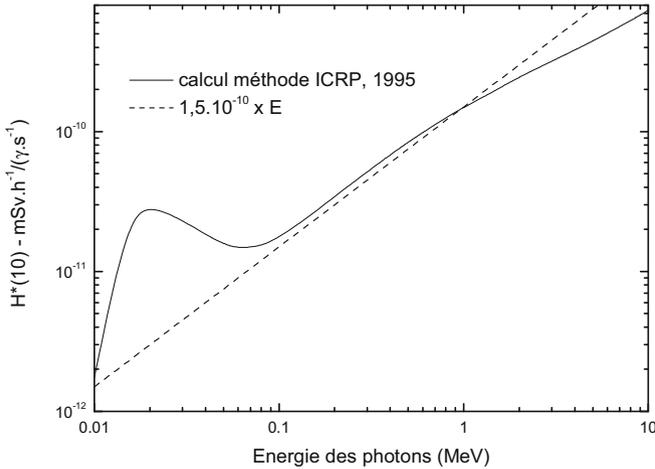


Figure 4.1 – Comparaison entre la méthode de la CIPR équation (4.1) et la méthode simplifiée, équation (4.2).

Notons que la courbe décrite par l'équation (4.1), donnée sur la figure 4.1, est linéaire pour des énergies comprises entre 80 keV et 2 MeV. Aussi, dans cette région, l'équivalent de dose ambiant est proportionnel à l'énergie. Une interpolation linéaire permet d'obtenir une expression simple pour l'équivalent de dose ambiant exprimé en mSv·h⁻¹ à 1 mètre d'une source de photons ponctuelle isotrope, d'énergie E (en MeV), d'activité A (en becquerels) avec un taux d'embranchement Γ . Cette expression est donnée par l'équation (4.2).

$$\dot{H}^*(10) \text{ en mSv/h} = 1,5 \cdot 10^{-10} A \cdot \Gamma \cdot E \tag{4.2}$$

Pour une source émettant plusieurs raies par désintégration, l'équation (4.3) s'applique.

$$\dot{H}^*(10) \text{ en mSv/h} = 1,5 \cdot 10^{-10} A \cdot \sum_i \Gamma_i \cdot E_i \tag{4.3}$$

À noter que pour des photons d'énergie comprise entre 80 keV et 2 MeV, l'erreur susceptible d'être commise en utilisant cette expression est inférieure à 20 % en comparaison de l'expression (4.1). La comparaison des deux méthodes est représentée sur la figure 4.1. Attention, cette expression ne peut être extrapolée en dehors du domaine d'énergie 80 keV–2 MeV.

Pour illustrer l'utilisation de l'expression (4.3), considérons une source de ⁵⁸Co de 1 MBq émettant deux photons d'énergie de 511 keV et 811 keV, avec des taux d'embranchement respectivement de 0,3 et 0,99. Le débit d'équivalent de dose ambiant sous 10 mm à 1 mètre pour cette source est obtenu spontanément comme suit :

$$H^*(10) = 1,5 \cdot 10^{-10} \times 1 \cdot 10^6 \times (0,511 \times 0,3 + 0,811 \times 0,99) = 143 \text{ nSv/h}$$

Notons que cette approche simplifiée est valable dans un milieu sans auto-atténuation tel que le vide ou l'air.

4.2 Cas des neutrons

Pour caractériser l'équivalent de dose dû à un champ de neutrons, l'approche reste identique, à savoir pondérer un débit de fluence par le coefficient de conversion de la grandeur dosimétrique recherchée. Aussi le calcul est subordonné à la connaissance de la fluence et des énergies de neutrons au point d'observation.

Dans un premier temps, nous allons étudier les réactions nucléaires pouvant engendrer des neutrons.

4.2.1 Réactions nucléaires

À la différence des processus de désintégration radioactifs, les réactions nucléaires sont des transformations résultant de la collision de deux corps. Cette réaction se produit par interactions d'un projectile en mouvement (proton, neutron, alpha, ions...) sur un noyau cible au repos. La figure 4.2 symbolise la réaction résultant de la collision d'un noyau (X) par un projectile (a) ayant pour conséquence la création d'un noyau (Y) et d'un produit léger (b).

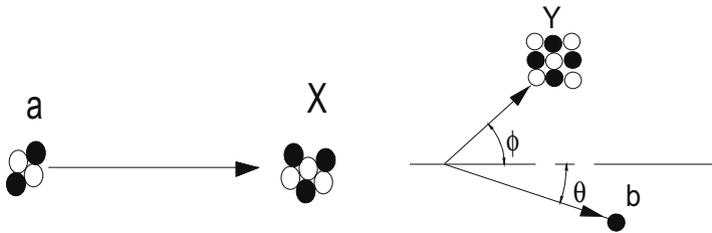


Figure 4.2 – Symbolisation d'une réaction nucléaire.

La réaction symbolisée par la figure 4.2 peut s'écrire selon l'équation (4.4) et conventionnellement selon (4.5).



Il faut noter que lors d'une collision il y a conservation de l'énergie totale, de l'impulsion, de la charge électrique et du nombre total de nucléons.

Dans le domaine des « basses » énergies, on peut considérer que pour des énergies cinétiques inférieures à 100 MeV/nucléons le formalisme classique donne une bonne approximation. Si nous considérons la loi de la conservation de l'énergie totale et le bilan énergétique de la réaction, on obtient l'équation (4.6), avec (m_X) la masse au repos du noyau cible X ; (m_a) la masse de la particule incidente a ; (T_a) l'énergie cinétique de la particule a ; (m_Y) la masse du noyau résultant Y ; (m_b) la masse de la particule émise b ; (T_b) l'énergie cinétique de la particule b.

$$T_a + m_a c^2 + m_X c^2 = T_b + T_Y + m_b c^2 + m_Y c^2 \quad (4.6)$$

Cette équation (4.6) peut, en introduisant la chaleur de réaction Q , s'écrire selon l'équation (4.7).

$$Q = (m_a + m_x)c^2 - (m_b + m_Y)c^2 = T_b + T_Y - T_a \quad (4.7)$$

La chaleur de réaction Q est la différence entre l'énergie cinétique des produits de la réaction et celle de la particule incidente. On en conclut donc que si :

- $Q > 0$, alors la réaction est dite exoénergétique ; une partie de la masse initiale, transformée en énergie, est transmise sous forme d'énergie cinétique à la particule émise et au noyau produit ;
- $Q = 0$, la réaction est un choc élastique et n'entraîne pas de modification du noyau cible ;
- $Q < 0$, la réaction est endoénergétique ; l'énergie cinétique du projectile est convertie en masse nucléaire ou énergie de liaison. La réaction n'est possible qu'au delà d'une énergie seuil.

En considérant la conservation de l'impulsion, on peut déduire l'énergie de la particule b émise en sortie de réaction qui est donnée par l'équation (4.8). La démonstration de cette équation est donnée dans le CI 4.1.

$$\begin{aligned} \sqrt{T_b} &= u \pm \sqrt{u^2 + w} \\ \text{avec } u &= \frac{\sqrt{m_a m_b T_a}}{m_b + m_Y} \cos(\theta) \\ w &= \frac{m_Y Q + T_a (m_Y - m_a)}{m_Y + m_b} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Si $Q > 0$, le terme w de l'équation (4.8) est positif. L'énergie cinétique de la particule b, T_b , est alors donnée par l'équation (4.9).

$$\sqrt{T_b} = u + \sqrt{u^2 + w} \quad (4.9)$$

Si $Q < 0$, la réaction ne peut se produire que si l'énergie cinétique de la particule a, T_a , est supérieure à une énergie seuil E_s . L'énergie seuil est donnée par l'équation (4.10).

$$E_s = -Q \left(\frac{m_a + m_x}{m_x} \right) \quad (4.10)$$

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux réactions pour lesquelles la particule émise (b) est un neutron. À noter que lorsque l'énergie du projectile est assez faible (inférieure à celle du niveau d'excitation le plus bas du noyau produit), le noyau résiduel est laissé dans son état fondamental après émission du neutron. Pour chaque direction d'émergence, les neutrons sont émis avec une énergie monocinétique. Ceci est vrai lorsque l'énergie des ions est proche du seuil de production de la réaction. Pour des énergies d'ions plus importantes, l'énergie varie avec l'angle d'émission des neutrons et est maximale à 0° (dans la direction du faisceau d'ions incidents).

4.2.2 Cas des neutrons issus de la fusion

Les principales réactions de fusions sont données par (4.11)



À partir de l'équation (4.8) nous pouvons calculer l'énergie de la particule émise.

Par exemple, calculons l'énergie du neutron pour la réaction ${}^3_1\text{H}(d,n){}^4_2\text{He}$ pour un deuton d'énergie cinétique négligeable $T_a \sim 0$.

Les masses atomiques sont issues de la publication de Audi et Wapstra [1] (disponibles sur internet, voir la référence [1]).

| Particule/ion | Masse atomique (uma) |
|-----------------------|----------------------|
| ${}^3_1\text{H}$ (X) | 3,016049 |
| d (a) | 2,014101 |
| n (b) | 1,008664 |
| ${}^4_2\text{He}$ (Y) | 4,002603 |

Tableau 4.2 – Masse atomique de différents éléments.

La chaleur de réaction selon (4.7) est de :

$$\begin{aligned}
 Q &= (m_a + m_x)c^2 - (m_b + m_y)c^2 \\
 &= (2,014101 + 3,016049) - (1,008664 + 4,002603) \\
 &= 0,019 \text{ uma, soit } 17,6 \text{ MeV (1 uma} = 931,4943 \text{ MeV)}
 \end{aligned}$$

La chaleur de réaction Q est positive : la réaction est dite exoénergétique et a donc toujours lieu. À noter que les chaleurs de réaction peuvent être trouvées à partir du logiciel Qtool sur le site Nuclear data viewer [40] dans la partie « Q-values and Thresholds ». $T_a = 0$ donc $u = 0$

$$\text{et } w = \frac{m_Y Q}{m_Y + m_b} = \frac{4,002603 \times 17,6}{4,002603 + 1,008664} = 14,057 \text{ MeV}$$

Pour cette réaction de fusion, l'énergie des neutrons émis est : $T_b = 14,057 \text{ MeV}$. D'après le chapitre 3, le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » pour l'énergie des neutrons issus de cette réaction est de $h_{\Phi}^*(10) = 520 \text{ pSv}\cdot\text{cm}^2$.

De même, calculons l'énergie du neutron émis lors de la seconde réaction ${}^2_1\text{H}(d,n){}^3_2\text{He}$ pour un deuton d'énergie cinétique négligeable $T_a \sim 0$.

La chaleur de réaction Q est de 3,3 MeV [40]. Q est positif donc la réaction est exo-énergétique et se produit toujours.

La masse atomique de ${}^3_2\text{He}$ est de 3,016029 uma [1]. Les autres masses atomiques sont dans le tableau 4.2.

$$T_a = 0 \text{ donc } u = 0.$$

$$\text{et } w = \frac{m_Y Q}{m_Y + m_b} = \frac{3,016 \times 3,3}{3,016 + 1,008664} = 2,47 \text{ MeV}$$

Pour cette réaction de fusion, l'énergie cinétique du neutron émis est : $T_b = 2,47 \text{ MeV}$. D'après le chapitre 3, le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » pour l'énergie des neutrons issus de cette réaction est de $h_{\Phi}^*(10) = 415 \text{ pSv}\cdot\text{cm}^2$.

Les sections efficaces de ces différentes réactions en fonction de l'énergie du deuton sont données en figure 4.3.

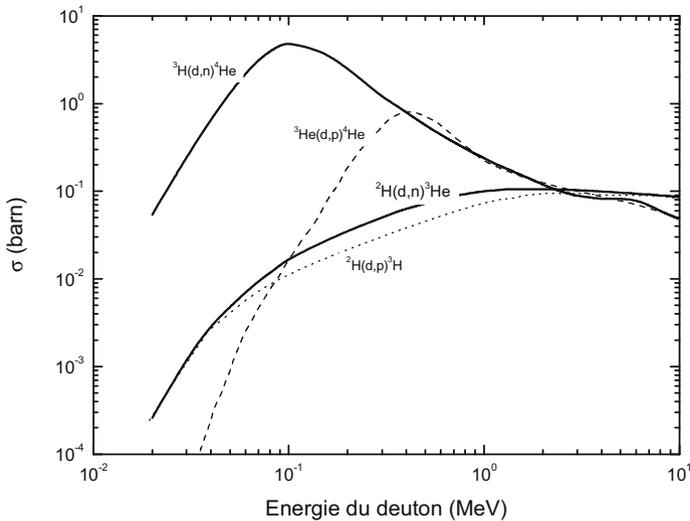


Figure 4.3 – Section efficace de différentes réactions de fusion (d'après les données du site <http://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>).

Lors d'une réaction de fusion, de l'énergie est produite. Par exemple, pour ${}^3_1\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4_2\text{He}$, elle est de 17,6 MeV (dont 14,1 MeV emportés par le neutron et 3,5 MeV par le noyau d'hélium). Domestiquer cette énergie à l'échelle de la production électrique à grande puissance permettrait d'imaginer de nouveaux réacteurs sans les problèmes de déchets radioactifs à vie longue produits par les réacteurs à fission. Néanmoins, le contrôle des réactions de fusion reste extrêmement complexe. En effet, pour réaliser une fusion continue il faut :

- amener le combustible à une température supérieure à son point d'ignition (pour une réaction ${}^3_1\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4_2\text{He}$ il faut 10 keV soit une température de $1 \cdot 10^8 \text{ K}$) ;
- disposer d'une masse de combustible suffisante pour que les pertes soient inférieures à l'énergie dégagée et que la réaction s'entretienne d'elle-même. C'est un challenge de la future installation ITER.

On peut également obtenir les réactions présentées dans l'équation (4.11) à partir d'accélérateurs de deutons. En effet, la section efficace de la réaction ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{H}$ (figure 4.3) est maximale à 100 keV. Aussi de petits accélérateurs de deutons de 100 kV bombardant des cibles de tritium ont été développés afin de générer des neutrons monoénergétiques de 14 MeV, ceux-ci sont dénommés « générateurs de neutrons ». On trouve également des « générateurs de neutrons » de 2,45 MeV utilisant la réaction ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$. Ce type de réactions est étudié au § 4.8.

4.2.3 Cas des sources (α,n)

Il est possible d'associer une source émetteur α intimement lié à un élément léger, comme par exemple le bore, le lithium, fluor et le béryllium afin de générer des neutrons à partir de la réaction de type (α,n).

Une réaction usitée est ${}^9_4\text{Be}(\alpha,n){}^{12}_6\text{C}$. La chaleur de cette réaction est $Q = 5,7$ MeV [40]. Pour une particule α produite par du ${}^{241}\text{Am}$, on calcule aisément l'énergie du neutron à l'aide de l'équation (4.8). Pour un α d'énergie 5,5 MeV (émission maximale de l' α dans le ${}^{241}\text{Am}$), l'énergie du neutron produit est comprise entre 11,1 MeV (pour un angle θ de 0°) et 6,7 MeV (pour un angle θ de 180°). De plus, la dégradation de l'énergie de la particule α dans le massif de béryllium et les réactions de diffusion des neutrons dans le béryllium sont responsables de l'émission d'un spectre de neutrons et non d'une émission monocinétique. La figure 4.4 [26] illustre le spectre d'une source ${}^{241}\text{Am}\text{-Be}$. Un certain nombre de spectres de sources neutrons est donné en annexe 1. Ces spectres peuvent constituer des données d'entrée, par exemple, pour des calculs avec des codes Monte-Carlo.

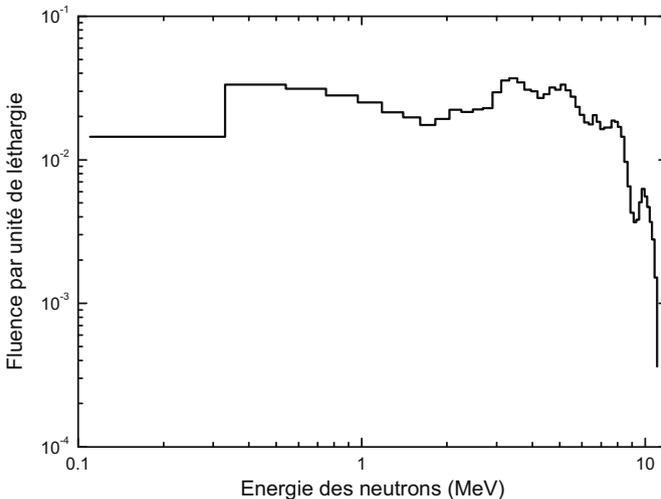


Figure 4.4 – Spectre neutrons d'une source ${}^{241}\text{Am}\text{-Be}$ (d'après les données de [26]).

Pour calculer l'équivalent de dose, outre la distribution énergétique, il faut aussi accéder au flux de neutrons émis par la source. Le taux de production Y dépend de la géométrie de la source et de la façon dont l'émetteur et le convertisseur sont mélangés ou désolidarisés. Pour un rendement maximal correspondant à un mélange intime optimal, le taux de production dans le convertisseur le plus courant, le béryllium, est décrit par l'expression empirique de l'équation (4.12) [45].

$$Y_{(\alpha,n)} = 0,152 E_{\alpha}^{3,56} \left[1 + \left(\frac{S_C^e}{S_C^{Be}} \right) \right]^{-1} \tag{4.12}$$

avec $Y_{(\alpha,n)}$ taux de production de neutrons pour $1 \cdot 10^6 \alpha$; S_C^e pouvoir d'arrêt du milieu émetteur pour l'énergie de l'alpha considéré ; S_C^{Be} pouvoir d'arrêt du béryllium pour l'énergie de l'alpha considéré.

Calculons par exemple le flux d'une source de $^{210}\text{Po}/\text{Be}$. Le ^{210}Po émet un alpha de 5,305 MeV ; les densités du Be et du Po sont respectivement de 1,85 et 9,4 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Les pouvoirs d'arrêt, calculés à partir des expressions du chapitre 2, sont les suivants :

$$\begin{aligned} S_C^e &= 1425 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1} ; \\ S_C^{Be} &= 2006 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}. \end{aligned}$$

D'après (4.12), le taux de production est donc :

$$Y_{(\alpha,n)} \left(^{210}\text{Po}/\text{Be} \right) = 0,152 \times (5,305)^{3,56} \times \left[1 + \left(\frac{1425}{2006} \right) \right]^{-1} = 34 (n) / 10^6 (\alpha)$$

Dans le cas d'une source encapsulée où l'émetteur est désolidarisé du convertisseur, en considérant que tous les alphas émis interagissent avec le convertisseur en béryllium, le taux de production maximal pour 10^6 alphas peut être obtenu approximativement, en fonction de l'énergie des alphas, selon l'expression empirique (4.13) [45].

$$Y_{(\alpha,n)} \left(E_{\alpha} / \text{Be} \right) = \begin{cases} 0,115 E_{\alpha}^{3,82} & 3,5 \leq E_{\alpha} \leq 6,5 \text{ MeV} \\ E_{\alpha}^{2,64} & 6,5 \leq E_{\alpha} \leq 10 \text{ MeV} \end{cases} \tag{4.13}$$

Ainsi, pour reprendre la source de $^{210}\text{Po}/\text{Be}$, le taux dans la configuration d'une interaction des alphas uniquement avec le convertisseur en béryllium est :

$$Y_{(\alpha,n)} \left(E_{\alpha} / \text{Be} \right) = 0,115 \times (5,305)^{3,82} = 67 (n) \text{ pour } 10^6 (\alpha)$$

Le ^{210}Po émet un alpha avec un pourcentage d'émission de 100 % ; autrement dit, à chaque désintégration du noyau, un alpha est émis et par conséquent l'émission spécifique (n/s/Bq) est :

$$Y_{(\alpha,n)} \left(E_{\alpha} / \text{Be} \right) = \frac{67}{1 \cdot 10^6} = 6,7 \cdot 10^{-5} (n) / \text{s/Bq}$$

Les caractéristiques des principales sources de neutrons fonctionnant sur ce principe sont données dans le tableau 4.3 avec des taux de production donnés pour une cible ayant une épaisseur supérieure au parcours de l'alpha émis.

| Source (α, n) | Période de l'émetteur | Énergie α principale (MeV) | Y – Taux de production (n/s/Bq) | Référence |
|-----------------------------|--------------------------|--------------------------------------|------------------------------------|-----------|
| $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ | | | $6,6 \cdot 10^{-5}$ | [26] |
| $^{241}\text{Am}/\text{B}$ | 432 ans | 5,486 – 5,443 – 5,388 | $1,6 \cdot 10^{-5}$ | [26] |
| $^{241}\text{Am}/\text{Li}$ | | | $1,1 \cdot 10^{-6}$ | [48] |
| $^{241}\text{Am}/\text{F}$ | | | $4,1 \cdot 10^{-6}$ | [45] |
| $^{210}\text{Po}/\text{Be}$ | | | $6,75 \cdot 10^{-5}$ | [21] |
| $^{210}\text{Po}/\text{B}$ | | | $1,62 \cdot 10^{-5}$ | [21] |
| $^{210}\text{Po}/\text{F}$ | | | $1,1 \cdot 10^{-5}$ | [14] |
| $^{210}\text{Po}/\text{Si}$ | 138,4 jours | 5,305 | $1,7 \cdot 10^{-7}$ | [14] |
| $^{210}\text{Po}/\text{Al}$ | | | $7,6 \cdot 10^{-7}$ | [14] |
| $^{210}\text{Po}/\text{C}$ | | | $1 \cdot 10^{-7}$ | [45] |
| $^{210}\text{Po}/\text{Na}$ | | | $1 \cdot 10^{-6}$ | [45] |
| $^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ | 1600 ans | 7,687 – 6,003 – 5,490 | $3,51 \cdot 10^{-4} *$ | [21] |
| + fils | | 5,304 – 4,785 – 4,602 | | |
| $^{238}\text{Pu}/\text{Be}$ | 87,7 ans | 5,499 – 5,457 – 5,358 | $6,25 \cdot 10^{-5}$ | [21] |
| $^{239}\text{Pu}/\text{Be}$ | 24 100 ans | 5,155 – 5,143 – 5,105 | $6 \cdot 10^{-5}$ | [45] |
| $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$ | 163 jours | 6,113 – 6,070 | $1,1 \cdot 10^{-4}$ | [45] |
| $^{244}\text{Cm}/\text{Be}$ | 18,1 ans | 5,805 – 5,763 | $1 \cdot 10^{-4}$ | [45] |
| $^{227}\text{Ac}/\text{Be}$ | 28,1 ans | 7,386 – 6,819 – 6,623 | $7 \cdot 10^{-4} **$ | [45] |

* Dans le cas de la source $^{226}\text{Ra}/\text{Be}$, notons que le taux de production tient compte à la fois de l'émission neutronique par réaction (α, n) et également en raison de photons de forte énergie du taux de production par (γ, n).

** Pour les sources de $^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ et $^{227}\text{Ac}/\text{Be}$, le taux de production dépend de la proportion de fils présents dans la cible. Typiquement, dans le cas de [45], le $^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ est calculé avec une source de 22 ans.

Tableau 4.3 – Caractéristiques des sources (α, n).

Il faut noter qu'aujourd'hui la quasi-totalité de ces sources n'est plus utilisée, seules les sources d'AmBe et d'AmB sont encore en usage dans les laboratoires d'étalonnage. Néanmoins, nous avons listé l'ensemble de ce type de sources dont la connaissance des flux est importante pour des études sur leur dépôt/stockage ou leur démantèlement.

La connaissance du spectre échantillonné en énergie permet de calculer les facteurs de conversion moyen « fluence-équivalent de dose ambiant » $\bar{h}_\Phi^*(10)$ (cf. chapitre 3). De plus, à partir du taux de production de neutrons, il est possible de calculer la fluence des neutrons et d'en déduire les débits d'équivalent de dose ambiant neutroniques à une distance déterminée de la source.

Avec cette méthode, nous avons calculé pour différentes sources neutroniques les coefficients de conversion moyens « fluence-équivalent de dose ambiant » et « fluence-dose efficace » moyens (en géométrie d'irradiation antéro-postérieure) ainsi que le débit d'équivalent de dose ambiant neutronique pour une source ponctuelle d'activité de 1 GBq à 1 m dans l'air. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.4.

| Source | $\bar{h}_\Phi^*(10)$ (pSv·cm ²) | $E(AP)/\Phi$ (pSv·cm ²) | Débit d'équivalent de dose ambiant neutronique (μSv·h ⁻¹ ·GBq ⁻¹ à 1 m) |
|----------------------|--|--|--|
| Am-B | 413 | 415 | 1,89·10 ⁻¹ |
| Am-Be | 391 | 418 | 7,52·10 ⁻¹ |
| Am-F | 417 | 402 | 4,90·10 ⁻² |
| Am-Li | 261 | 172 | 8,98·10 ⁻³ |
| ²³⁸ Pu-Li | 297 | 191 | / |
| ²⁴² Cm-Be | 411 | 463 | 1,29 |
| Po-Be | 334 | 296 | 6,46·10 ⁻¹ |
| ²³⁹ Pu-Be | 416 | 450 | 7,15·10 ⁻¹ |
| Ra-Be | 411 | 447 | 4,13 |

Tableau 4.4 – Facteurs de conversion moyens « fluence-équivalent de dose ambiant », « fluence-dose efficace » et « débit d'équivalent de dose ambiant-activité » pour des sources de neutrons de type (α,n).

Comme nous l'avons suggéré au chapitre 3, on constate dans ce tableau que la grandeur opérationnelle sous-estime la grandeur de protection pour quelques sources, ce qui module le postulat de la CIPR de majoration de la grandeur de protection par l'opérationnelle. Cependant, notons que l'écart relatif maximal n'excède pas 12 %. Il faut garder à l'esprit que certaines de ces sources émettent, par ailleurs, des photons qui peuvent être responsables d'un équivalent de dose supérieur à celui des neutrons.

4.2.4 Cas des sources (γ,n)

Un photon doté d'une énergie importante – au-delà de l'énergie de liaison du nucléon le moins lié dans le noyau, peut interagir avec les noyaux du milieu pour provoquer des réactions de type photonucléaire inélastique, dans les-

quelles des particules secondaires peuvent être émises (la physique des réactions photonucléaires est développée au § 4.7.4). C'est sur ce principe qu'un certain nombre de sources neutroniques associant un radionucléide émetteur γ et un convertisseur (e.g. Be, D₂O) sont utilisées. Une propriété notable de ce type de source est le caractère quasi monoénergétique des neutrons. Des spectres de sources (γ, n) sont donnés en annexe 1.

Le tableau 4.5 donne les taux de production de neutrons pour différentes sources de photoneutrons. La géométrie considérée est une source émetteur γ entourée d'un cylindre de matériau convertisseur de 0,79 cm d'épaisseur [42].

| Source (α, n) | Période de l'émetteur | Énergie α principale (MeV) | Y – Taux de production (n/s/Bq) |
|-----------------------------------|-----------------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| ¹⁴⁰ La-Be | 40 h | 2,5 | 6,21·10 ⁻⁸ |
| ¹¹⁶ In-Be | 54 min | 1,8 – 2,1 | 2,21·10 ⁻⁷ |
| ²⁴ Na-Be | 15 h | 2,76 | 3,8·10 ⁻⁶ |
| ²⁴ Na-D ₂ O | 15 h | 2,76 | 7,8·10 ⁻⁶ |

Tableau 4.5 – Taux de production neutrons de différentes sources (γ, n), d'après les données de [42].

Comme pour les sources (α, n), le spectre en énergie et le flux de neutrons permettent d'accéder aux facteurs moyens de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » et « fluence-dose efficace », ainsi qu'au débit d'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons pour une source ponctuelle d'activité de 1 GBq à 1 m dans l'air. Ils sont présentés dans le tableau 4.6.

| Source | \bar{h}_Φ^* (10) (pSv·cm ²) | E (AP)/ Φ (pSv·cm ²) | \dot{H}_n^* (10) (μ Sv·h ⁻¹ ·GBq ⁻¹ à 1 m) |
|-----------------------------------|---|--|--|
| ¹⁴⁰ La-Be | 373,6 | 237,3 | 6,65·10 ⁻⁴ |
| ¹¹⁶ In-Be | 268 | 155 | 1,70·10 ⁻³ |
| ²⁴ Na-Be | 346,6 | 221,9 | 3,77·10 ⁻² |
| ²⁴ Na-D ₂ O | 118,3 | 76,6 | 2,64·10 ⁻² |

Tableau 4.6 – Facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant », « fluence-dose efficace » et débit d'équivalent de dose pour des sources de neutrons.

À noter que pour ce type de source, outre le débit d'équivalent de dose neutrons, il y a lieu de prendre en compte le débit d'équivalent de dose photon de la source.

4.3 Cas de la fission

Certains noyaux lourds, des actinides, sont susceptibles de se diviser en deux fragments : les « produits de fissions », en libérant de l'énergie.

Cette fission se produit soit spontanément pour des noyaux naturellement instables soit par absorption d'un neutron sous certaines conditions d'énergies. Par exemple, pour le ^{235}U , l'absorption d'un neutron thermique va induire la fission du noyau et dans ce cas la réaction peut s'écrire :



avec PF_1 le produit de fission 1 ; PF_2 le produit de fission 2 ; $\bar{\nu}$ le nombre moyen de neutrons prompts émis par fission.

Ces réactions sont accompagnées d'émissions de photons et de neutrons, cette deuxième émission pouvant être responsable d'interactions secondaires avec les noyaux du milieu. Lors d'une fission, deux phénomènes se produisent : dans les dix femtosecondes après la fission se produisent des émissions de photons et de neutrons que nous qualifierons de prompts.

Après la réaction de fission, il convient de prendre en compte des émissions neutroniques et photoniques provenant de la désexcitation des produits de fission créés. Cette émission est qualifiée de « retardée ».

Quasiment tous les neutrons émis lors de ces fissions le sont instantanément. Seule une fraction de moins de 1 % est émise lors de l'évaporation des produits de fission, quelques secondes à quelques minutes après la fission : ces neutrons sont appelés neutrons retardés. Ils constituent l'un des éléments de contrôle de la réactivité dans les réacteurs. Mais en raison de leur faible pourcentage et d'une énergie relativement faible, ils n'interviennent pas dans le dimensionnement des blindages.

4.3.1 Terme source issu des réactions de fission promptes

Cas des neutrons prompts

Le nombre moyen de neutrons émis par fission est noté $\bar{\nu}$. Le tableau 4.7 donne ce facteur pour certaines réactions de fissions induites.

| Énergie du neutron incident | Isotope fissile | $\bar{\nu}$ | Isotope fissile | $\bar{\nu}$ | Isotope fissile | $\bar{\nu}$ |
|-----------------------------|------------------|-------------|------------------|-------------|-------------------|-------------|
| Thermique | | 2,414 | | 2,275 | | 2,876 |
| 1 MeV | ^{235}U | 2,524 | ^{238}U | 2,43 | ^{239}Pu | 3,01 |
| 10 MeV | | 3,875 | | 3,827 | | 4,394 |

Tableau 4.7 – Nombre moyen de neutrons $\bar{\nu}$ pour des fissions induites (d'après les données de [54]).

Le tableau 4.8 donne pour des réactions de fissions spontanées le nombre de neutrons moyen $\bar{\nu}$, ainsi que le flux de neutrons pour une activité de 1 Bq.

| Radionucléide | $\bar{\nu}$ | n/s/Bq |
|-------------------|-------------|-----------------------|
| ^{242}Cm | 2,52 | $1,6 \cdot 10^{-7}$ |
| ^{244}Cm | 2,69 | $3,688 \cdot 10^{-6}$ |
| ^{252}Cf | 3,765 | 0,1164 |

Tableau 4.8 – Nombre moyen de neutrons $\bar{\nu}$ et flux par Bq pour des fissions spontanées (d'après les données de [24]).

Terrell [49] propose deux approches pour décrire le spectre de neutrons de fission prompts : une distribution maxwellienne – équation (4.15) – et une distribution plus complexe, dite de Watt – équation (4.17). La distribution maxwellienne a déjà été utilisée dans le chapitre 1 pour illustrer les représentations du spectre du ^{252}Cf . La valeur de T , température nucléaire maxwellienne, est donnée pour différentes réactions dans le tableau 4.9. La valeur moyenne de l'énergie du spectre $\langle E \rangle$ est liée à cette température nucléaire T par la relation (4.16).

$$p(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}T^{3/2}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (4.15)$$

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2}T \quad (4.16)$$

| Radionucléide | Type de fission | T (MeV) | Référence |
|-------------------|--------------------------|---------|-----------|
| ^{252}Cf | Spontanée | 1,42 | [26] |
| ^{235}U | Induite $E_n = 0,5$ MeV | 1,37 | [46] |
| ^{235}U | Induite $E_n = 3,5$ MeV | 1,42 | [46] |
| ^{239}Pu | Induite $E_n = 0,5$ MeV | 1,43 | [46] |
| ^{239}Pu | Induite $E_n = 3,5$ MeV | 1,52 | [46] |
| ^{238}U | Induite $E_n = 14,7$ MeV | 1,39 | [34] |

Tableau 4.9 – Valeurs de T de l'équation (4.15) pour différentes réactions de fission.

La seconde approche pour décrire un spectre de neutrons de fission est celle de Watt [56] reprise par Cranberg *et al.* [10]. Cette distribution dénommée « spectre de Watt » ou spectre de « Watt et Cranberg » s'exprime selon l'équation (4.17).

$$p(E) = C \exp\left(-\frac{E}{a}\right) \sinh \sqrt{bE} \quad (4.17)$$

À noter qu'en terme de calcul de dose, la CIPR [24] retient cette formulation (4.17) de Watt [56]. Les valeurs a et b de l'équation (4.17) pour des fissions induites sont données dans les tableaux 4.10 et 4.11 pour des fissions spontanées.

| Énergie du neutron incident | Isotope fissile | a | b | Isotope fissile | a | b | Isotope fissile | a | b |
|-----------------------------|------------------|-------|-------|------------------|---------|--------|-------------------|-------|-------|
| Thermique | | 0,988 | 2,249 | | 0,88111 | 3,4 | | 0,966 | 2,842 |
| 1 MeV | ²³⁵ U | 0,988 | 2,249 | ²³⁸ U | 0,89506 | 3,2953 | ²³⁹ Pu | 0,966 | 2,842 |
| 14 MeV | | 1,028 | 2,084 | | 0,96534 | 2,833 | | 1,055 | 2,383 |

Tableau 4.10 – Valeurs de a et b de l'équation (4.17) pour des fissions induites, d'après les données de [41].

| Isotope fissile | a | b |
|-------------------|--------|-------|
| ²⁵² Cf | 1,025 | 2,926 |
| ²⁴² Cm | 0,8873 | 3,89 |
| ²⁴⁴ Cm | 0,902 | 3,72 |

Tableau 4.11 – Valeurs de a et b de l'équation (4.17) pour des fissions spontanées, d'après les données de [24].

Les fonctions des équations (4.15) et (4.17) peuvent être implémentées dans des codes Monte-Carlo avec les paramètres T ou a et b comme données d'entrées.

La figure 4.5 donne l'allure de spectres de Watt [56] selon la formulation de l'équation (4.17).

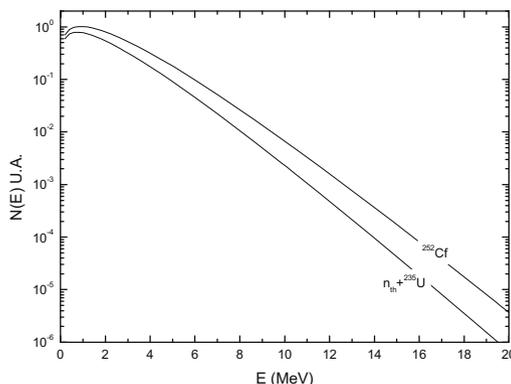


Figure 4.5 – Spectre de fission selon la formulation de l'équation (4.17) pour du ²⁵²Cf et la fission de ²³⁵U par des neutrons thermiques.

La connaissance du spectre en énergie d'équation (4.17) associée à leurs paramètres des tableaux 4.10 et 4.11 permet de calculer les facteurs de conversion moyen « fluence-équivalent de dose ambiant » \bar{h}_Φ^* (10) (cf. chapitre 3). De plus, à partir du taux de production de neutrons (tableau 4.8), il est possible de calculer la fluence des neutrons et d'en déduire les débits d'équivalent de dose ambiant neutrons à une distance déterminée de la source ponctuelle. Le tableau 4.12 donne ces valeurs pour différentes sources de fission spontanée, le tableau 4.13 pour différentes sources de fission induite.

| Sources | $\bar{h}_\Phi^*(10)$ (pSv·cm ²) | $E(AP)/\Phi$ (pSv·cm ²) | Débit d'équivalent de dose neutrons d'une source d'activité 1 GBq ($\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{GBq}^{-1}$ à 1 m) |
|-------------------|--|--|---|
| ²⁵² Cf | 385 | 348,1 | 1297 |
| ²⁴² Cm | 387 | 340,8 | $1,76\cdot 10^{-3}$ |
| ²⁴⁴ Cm | 387 | 341 | $4,08\cdot 10^{-2}$ |

Tableau 4.12 – Facteur de conversion moyen « fluence-équivalent de dose ambiant » et « fluence-dose efficace » pour différentes sources neutroniques par fission spontanée.

| Énergie du neutron incident | Isotope fissile | $\bar{h}_\Phi^*(10)$ (pSv·cm ²) | $E(AP)/\Phi$ (pSv·cm ²) | Débit d'équivalent de dose neutrons ($\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ par fission/s à 1 m) |
|--------------------------------|--------------------|--|--|---|
| Thermique | | 383 | 332 | $2,6\cdot 10^{-5}$ |
| 1 MeV | ²³⁵ U | 383 | 332 | $2,8\cdot 10^{-5}$ |
| 14 MeV | | 384 | 335 | $4,3\cdot 10^{-5}$ |
| Thermique | | 383 | 331 | $2,5\cdot 10^{-5}$ |
| 1 MeV | ²³⁸ U | 383 | 331 | $3,3\cdot 10^{-5}$ |
| 14 MeV | | 385 | 337 | $4,2\cdot 10^{-5}$ |
| Thermique | | 385 | 337 | $3,2\cdot 10^{-5}$ |
| 1 MeV | ²³⁹ Pu | 385 | 337 | $3,3\cdot 10^{-5}$ |
| 14 MeV | | 387 | 344 | $4,9\cdot 10^{-5}$ |

Tableau 4.13 – Facteur d'équivalent de dose et de dose efficace pour différentes sources neutroniques par fission induite.

Il est pertinent de constater les faibles écarts des facteurs moyens de conversion « fluence-équivalent de dose » pour l'ensemble des réactions de fission.

Cas des photons prompts

Lors de la réaction de fission, outre les neutrons prompts décrits ci-avant, des photons prompts, provenant de la désexcitation instantanée des produits de fission, sont également émis.

Le nombre de photons émis par fission est donné dans le tableau 4.14.

| | Nombre moyen de photons par fission | Références |
|-------------------------------------|-------------------------------------|------------|
| $^{235}\text{U}(\text{n, fiss})$ | 6,7 | [55] |
| $^{239}\text{Pu}(\text{n, fiss})$ | 7,23 | [55] |
| ^{252}Cf (fiss. spontanée) | 7,8 | [55] |
| ^{242}Cm (fiss. spontanée) | 6,62 | [53] |
| ^{244}Cm (fiss. spontanée) | 6,9 | [53] |

Tableau 4.14 – Nombre moyen de photons émis par fission pour différentes réactions de fission.

Le spectre de photons prompts est donné par les équations par bande d'énergie (4.18) [45].

$$\dot{N}_E = \begin{cases} 6.6 & 0,1 < E < 0,6 \text{ MeV} \\ 20,2 \exp(-1,78E) & 0,6 < E < 1,5 \text{ MeV} \\ 7,2 \exp(-1,09E) & 1,5 < E < 10,5 \text{ MeV} \end{cases} \text{ photons} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{fission}^{-1} \quad (4.18)$$

La description du spectre de photons prompts donné par l'équation (4.18) est représentative de l'émission photonique prompte de la fission du ^{235}U par des neutrons thermiques. Néanmoins, Shultis et Faw [45] indiquent qu'elle est extrapolable à d'autres spectres de fission et est utilisable pour le calcul de protections radiologiques pour d'autres noyaux fissiles.

En pondérant ce spectre et les facteurs de conversion moyen fluence-équivalent de dose, on obtient un débit d'équivalent de dose ambiant à un mètre sans auto-atténuation de $H^*(10) = 8 \cdot 10^{-7} \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ par (fission)·s⁻¹. On remarque que pour les réactions de fission prompts l'équivalent de dose dû aux photons est négligeable devant l'équivalent de dose neutronique.

4.3.2 Terme source issu des produits de fission

Lors de la réaction de fission, deux fragments sont produits. Chaque fragmentation a une certaine probabilité de se produire. La figure 4.6 donne, en pourcentage du nombre total de fissions, la fréquence de production des fragments de fission en fonction de leur nombre de masse.

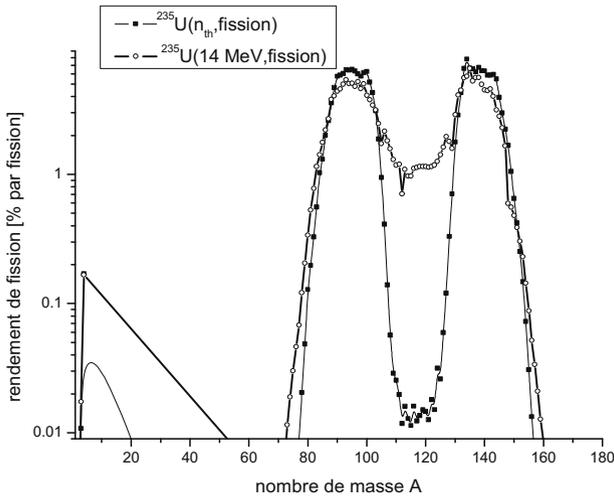


Figure 4.6 – Rendement de fission en fonction de leur nombre de masse pour les réactions de fission induite sur du ^{235}U par des neutrons thermiques et des neutrons de 14 MeV, d'après les données de [20].

Après la création des deux fragments de fission, les noyaux radioactifs suivent un processus de décroissance/filiation. Aussi l'activité de chaque radionucléide formé évolue dans le temps. L'évolution de différents éléments suite à la fission du ^{235}U par des neutrons thermiques normalisée à $1 \cdot 10^{20}$ fissions est donnée à la figure 4.7. Le calcul des produits de fission est effectué à l'aide du code d'« évolution-activation » Darwin/pepin2 [51] et l'évolution de chacun des radionucléides ainsi formés à l'aide du code à compartiment Erastem [8].

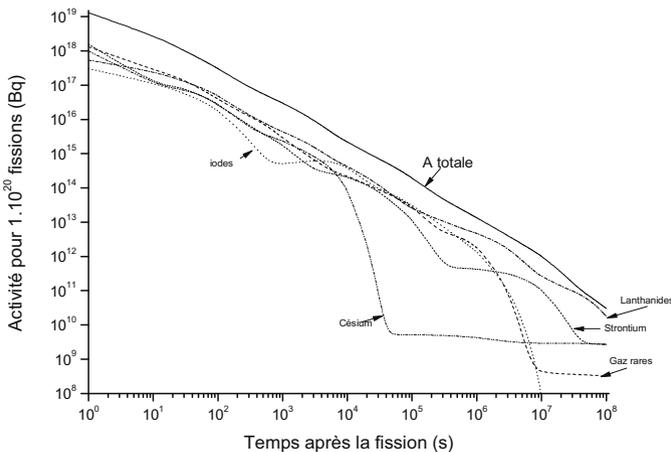


Figure 4.7 – Évolution de l'activité totale, des gaz rares, des iodes, des lanthanides, des césiums et des strontiums pour une réaction $^{235}\text{U}(n_{th}, fission)$ normalisée à $1 \cdot 10^{20}$ fissions.

L'évolution temporelle de chacun des radionucléides est relativement complexe. En effet, outre leur production directe par fission, il faut prendre en compte les filiations/décroissances de chacun des radionucléides susceptibles d'accroître leur activité par cette autre voie. Par exemple, la figure 4.8 donne l'évolution des radionucléides de masse atomique $A = 135$ en fonction du temps. La production de ^{135}I peut être effectuée par réaction de fission directe mais également par filiation du ^{135}Te .

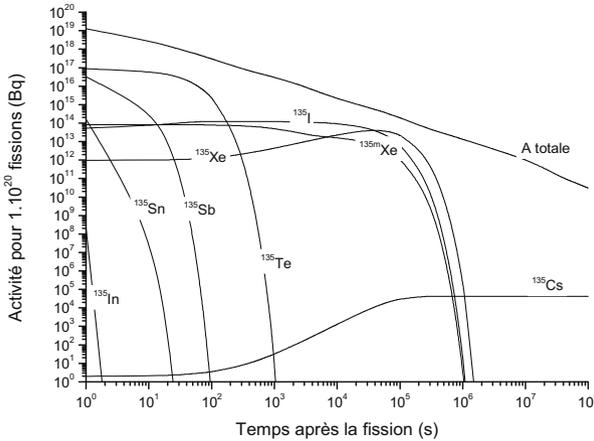


Figure 4.8 – Évolution des radionucléides de masse atomique 135 pour la réaction de fission par neutrons thermiques sur le ^{235}U normalisée à $1 \cdot 10^{20}$ fissions.

Hunter et Ballou [16] ont approximé l'évolution de l'activité totale des produits de fission de la réaction des neutrons thermiques sur le ^{235}U en fonction du temps t (en secondes) après la réaction de fission par les relations (4.19).

$$\begin{aligned}
 A(t) &= k_1 t^{-0,89} & 1 \text{ min} \leq t < 30 \text{ min} \\
 A(t) &= k_2 t^{-1,11} & 30 \text{ min} \leq t < 1 \text{ jour} \\
 A(t) &= k_3 t^{-1,25} & 1 \text{ jour} \leq t < 4 \text{ jours } (t \text{ en secondes}) \\
 A(t) &= k_4 t^{-1,03} & 4 \text{ jours} \leq t < 100 \text{ jours} \\
 A(t) &= k_5 t^{-1,6} & 100 \text{ jours} \leq t < 3 \text{ ans}
 \end{aligned}
 \tag{4.19}$$

La figure 4.9, présente l'activité totale calculée par les codes Darwin/pepin2 et Erastem, en comparaison avec les approximations de Hunter et Ballou [16].

On remarque le bon accord entre les calculs de l'activité totale et les approximations de Hunter et Ballou [16]. On peut également en déduire les valeurs de k_1 à k_5 de l'équation (4.19). L'équation donne l'activité totale en Bq pour une fission de ^{235}U par des neutrons thermiques.

$$\begin{aligned}
 A(t) &= 0,2 \times t^{-0,89} & 1 \text{ min} \leq t < 30 \text{ min} \\
 A(t) &= 0,7 \times t^{-1,11} & 30 \text{ min} \leq t < 1 \text{ jour} \\
 A(t) &= 3,4 \times t^{-1,25} & 1 \text{ jour} \leq t < 4 \text{ jours en Bq/fiss } (t \text{ en secondes}) \\
 A(t) &= 0,2 \times t^{-1,03} & 4 \text{ jours} \leq t < 100 \text{ jours} \\
 A(t) &= 1600 \times t^{-1,6} & 100 \text{ jours} \leq t < 3 \text{ ans}
 \end{aligned}
 \tag{4.20}$$

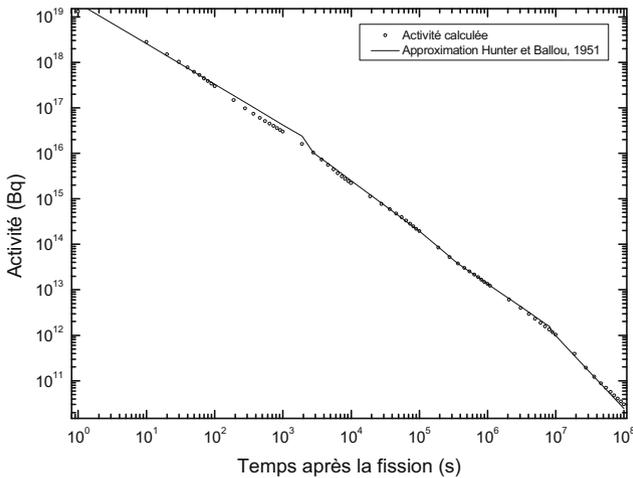


Figure 4.9 – Comparaison de l’activité totale calculée Darwin/pepin2 et Erastem avec les approximations de Hunter et Ballou [16].

Le débit d’équivalent de dose ambiant est ensuite obtenu en pondérant l’ensemble du spectre de photons issus de tous les radionucléides de fission par les facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » *ad hoc*. Par souci de simplification, nous avons considéré pour ce calcul la source comme ponctuelle sans autoatténuation. L’évolution dans le temps du débit d’équivalent de dose ambiant à un mètre ainsi obtenu est représentée sur la figure 4.10.

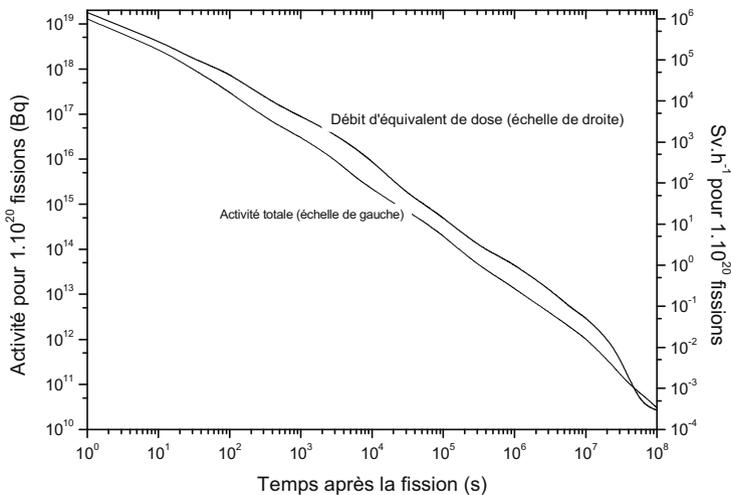


Figure 4.10 – Évolution de l’activité totale et du débit d’équivalent de dose à un mètre (source considérée comme ponctuelle isotrope) des produits de fission produits par une réaction de neutrons thermiques sur du ^{235}U .

4.4 Terme source neutrons des combustibles en refroidissement

Dans les réacteurs à eau sous pression, le cœur est constitué d'assemblages de crayons combustibles gainés d'un alliage de zirconium, contenant des pastilles d'oxyde d'uranium (avec de l'uranium enrichi à environ 4 % de ^{235}U) dit UOx. Le cœur peut être complété par des combustibles d'oxyde mixte uranium-plutonium $(\text{U,Pu})\text{O}_2$, avec une teneur en plutonium de 5 à 10 % : le MOx.

Les neutrons interagissant avec les noyaux d'uranium ou de plutonium vont induire des réactions de fission dont les conséquences d'un point de vue radioprotection ont été données au § 4.3.

Après l'arrêt du réacteur, les combustibles sont en phase de « refroidissement ». Durant cette période, outre la présence des produits de fission, ils contiennent des actinides, présents d'une part en raison de l'isotopie même des combustibles (et de leur filiation) et d'autre part en raison des réactions de captures radiatives (n,γ) (pour lesquelles les sections efficaces sont importantes aux énergies typiques des réacteurs) et plus marginalement les réactions $(n,2n)$. La figure 4.11 illustre un cheminement possible des réactions successives pour transmuter de ^{235}U en ^{244}Cm par des réactions de captures radiatives (n,γ) et des désintégrations β^- successives.

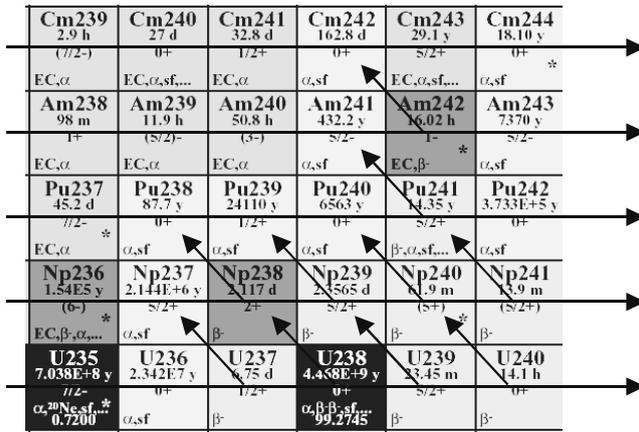


Figure 4.11 – Exemples de voies de formation d'un transurannique : le ^{244}Cm à partir du ^{235}U – les flèches obliques symbolisent les désintégrations β^- , les horizontales les captures radiatives.

De fait, le nombre de captures radiatives successives dépend essentiellement du taux de combustion *burn-up* dans les combustibles : plus le combustible est « baigné » de neutrons thermiques, et ce pour des durées importantes, plus les captures radiatives sont favorisées.

La présence de ces actinides dans les combustibles en refroidissement engendre la production de neutrons par deux phénomènes : soit l'actinide émet des neutrons par fission spontanée (e.g. Cm) selon le processus étudié précédemment, soit par des réactions (α, n) sur l'oxygène du combustible.

La figure 4.12 donne l'évolution du flux de neutrons pour deux types de combustibles (UOx et MOx).

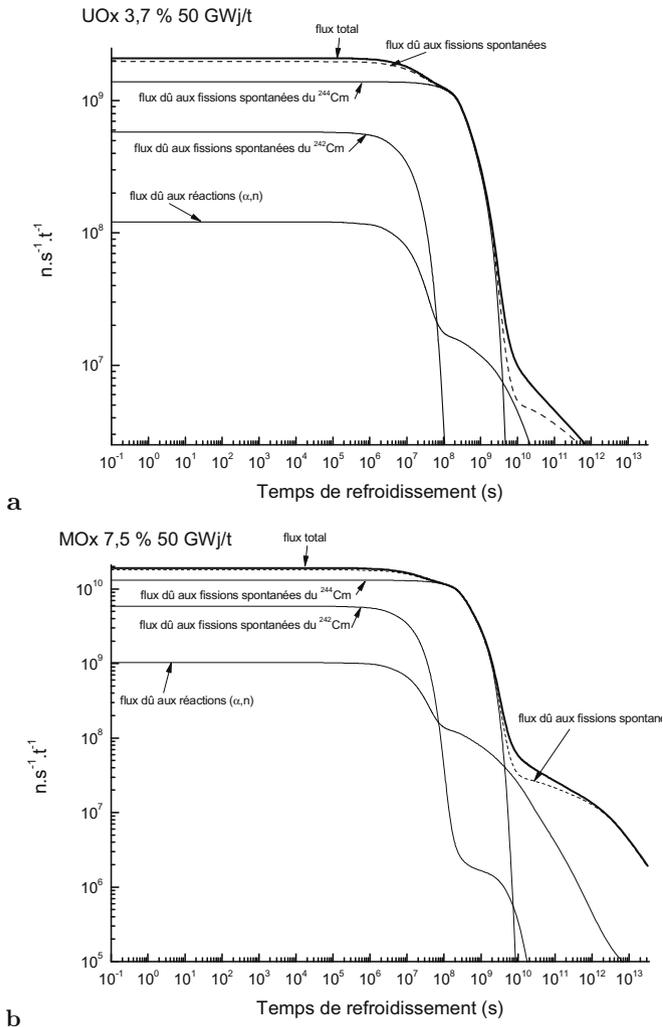


Figure 4.12 – Évolution du flux de neutrons en fonction du temps de refroidissement. Flux total dû aux fissions spontanées et aux réactions (α, n), au ^{242}Cm et au ^{244}Cm pour un combustible de type UOx enrichi à 3,7 % avec un taux de combustion de 50 GWj/t (a) et un combustible de type MOx enrichi à 7,5 % avec un taux de combustion de 50 GWj/t (b).

On remarque que les combustibles MOx émettent plus de neutrons que les UOx. Cette différence s'explique par une présence plus importante de l'espèce Pu9 dans le premier type de combustibles. De même, notons que le flux total est dû majoritairement à la fission spontanée du ^{244}Cm et ceci jusqu'à une centaine d'années de refroidissement. Aussi est-il recommandé pour un calcul de l'équivalent de dose neutronique autour d'un combustible irradié de considérer pour la composante d'émission neutronique un spectre de fission de type Watt avec les paramètres du ^{244}Cm donnés dans le tableau 4.11.

Dans un combustible ou plus généralement dans un matériau composé de matières fissiles, l'absorption d'un neutron permet la libération de plusieurs neutrons, et chaque neutron émis peut à son tour induire une fission expulsant des neutrons et ainsi de suite. Le bilan neutronique entre le nombre de neutrons produits par fission et le nombre de neutrons perdus par capture ou fuite est exprimé par le facteur de multiplication effectif des neutrons : k_{eff} . Ainsi, le nombre total de neutrons issus d'un massif composé de matière fissile peut s'exprimer approximativement par l'équation (4.21).

$$Y = \left(\frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} \right) (Y_{\text{fiss}} + Y_{(\alpha,n)}) \tag{4.21}$$

avec Y le taux de production total de neutrons ; k_{eff} le facteur de multiplication ; Y_{fiss} le flux de neutrons dû aux fissions spontanées ; $Y_{(\alpha,n)}$ le taux de production dû aux réactions (α,n) .

Calculons par exemple le débit d'équivalent de dose dû aux neutrons de pastilles de combustible UOx et MOx.

Dans cet exemple, considérons deux pastilles de 7 g de :

- UOx irradié enrichi à 3,7 % avec un taux de combustion de 50 GWj/t, refroidi un an ;
- MOx irradié enrichi à 7,5 % avec un taux de combustion de 50 GWj/t, refroidi un an.

Les courbes de la figure 4.12 donnent un flux total de neutrons pour une tonne de combustible de : $1,5 \cdot 10^9$ n/s/t pour l'UOx, soit $1 \cdot 10^4$ n/s pour 7 g, et $1,4 \cdot 10^{10}$ n/s/t pour le MOx, soit $1 \cdot 10^5$ n/s pour 7 g.

En première hypothèse, on considère l'émission neutronique due aux fissions spontanées du ^{244}Cm , ce qui implique un facteur moyen de conversion fluence-équivalent de dose ambiant de $\bar{h}_{\Phi}^*(10) = 387$ pSv·cm² d'après le tableau 4.9. Les débits d'équivalent de dose ambiant à 1 m de chacune des pastilles sont alors de :

$$\begin{aligned} \dot{H} * (10)_{\text{UOx}} &= \frac{1 \cdot 10^4}{4 \times \pi \times 100^2} \times 387 \cdot 10^{-12} \times 3600 \times 1 \cdot 10^6 = 0,1 \text{ } \mu\text{Sv/h} \\ \dot{H} * (10)_{\text{MOx}} &= \frac{1 \cdot 10^5}{4 \times \pi \times 100^2} \times 387 \cdot 10^{-12} \times 3600 \times 1 \cdot 10^6 = 1 \text{ } \mu\text{Sv/h} \end{aligned}$$

En raison de la faible dimension des pastilles, nous les avons considérées ponctuelles sans autoatténuation. De même, on peut considérer que le k_{eff} est proche de zéro de par la faible proportion de masse fissile dans la pastille.

4.5 Cas des photons issus de réactions neutroniques

4.5.1 Cas des photons produits par captures radiatives

La production des photons émis lors d'une capture radiative ${}^A X(n,\gamma) {}^{A+1} X$ est à prendre en compte pour estimer le risque d'exposition. Citons à titre d'exemple la capture radiative sur l'hydrogène pour des énergies thermiques dont la section efficace est de l'ordre de 0,3 barn avec émission à 100 % d'un γ de 2,23 MeV – énergie de liaison du deuton. Ces réactions sont très présentes dans les éléments hydrogénés entourant le cœur des réacteurs (eau, béton...) et constituent des sources de rayonnement photonique significatives.

Le tableau 4.15 [45] synthétise pour un grand nombre d'éléments naturels la section efficace et le taux d'émission de photons par bande d'énergie pour des captures radiatives induites par des neutrons thermiques. Le cas de la capture des neutrons thermiques sur le fer est à souligner ; cette réaction induit la composante photonique la plus énergétique aux alentours de 10 MeV.

Nous nous limiterons ici à étudier quantitativement les spectres photoniques pour des neutrons thermiques en raison de sections efficaces très supérieures à celles des neutrons plus énergétiques.

4.5.2 Cas des photons émis lors des diffusions inélastiques des neutrons

Consécutivement à une diffusion inélastique, le noyau cible est laissé dans un état excité. Celui-ci se désexcite en émettant rapidement un ou plusieurs photons (de l'ordre de 10 fs). Les sections efficaces sont d'autant plus importantes que l'énergie des neutrons et le numéro atomique Z du milieu sont importants. Ces diffusions inélastiques seront utilisées pour ralentir les neutrons rapides, en produisant des photons de désexcitations qui seront eux-mêmes autoatténués dans le milieu. Nous verrons en effet qu'en raison de la faiblesse des énergies des photons accompagnant ces diffusions le risque sera mineur voire insignifiant devant la problématique primaire des neutrons. Toutefois, pour caractériser ces émissions secondaires de photons, il y a lieu de considérer le débit de fluence neutronique, le spectre en énergie de ceux-ci et les sections efficaces de diffusion inélastiques. À titre d'exemple, le tableau 4.16 donne pour des éléments naturels les sections efficaces d'émission de ces photons par bandes d'énergie en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Pour être exhaustif, ces valeurs de sections efficaces intègrent les émissions photoniques par toutes les réactions inélastiques susceptibles d'être produites aux énergies des neutrons considérés, par exemple : (n,γ) .

| | σ_{γ} (b) | Energy group (MeV) | | | | | | | | | | |
|-----------------|-----------------------|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | | 0-1 | 1-2 | 2-3 | 3-4 | 4-5 | 5-6 | 6-7 | 7-8 | 8-9 | 9-10 | 10-11 |
| H | 3,32E-1 | 0,0000 | 0,0000 | 1,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Li | 3,63E-2 | 0,1242 | 0,0491 | 0,8933 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0107 | 0,0402 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Be | 9,20E-3 | 0,2552 | 0,0000 | 0,2415 | 0,4629 | 0,0000 | 0,0201 | 0,6290 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| B | 1,03E-1 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 1,1014 | 0,0000 | 0,3950 | 0,4785 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| C | 3,37E-3 | 0,0000 | 0,2975 | 0,0000 | 0,3240 | 0,6827 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| N | 7,47E-2 | 0,1302 | 0,0000 | 0,5168 | 0,4683 | 0,2284 | 0,1969 | 0,2465 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| O ^α | 2,70E-4 | 1,0000 | 0,8200 | 0,8200 | 0,1800 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Na | 4,00E-1 | 0,9267 | 0,2047 | 0,7265 | 0,6536 | 0,0323 | 0,0633 | 0,2244 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Mg | 6,30E-2 | 0,5963 | 0,6875 | 0,6404 | 0,9583 | 0,0662 | 0,1077 | 0,1157 | 0,0372 | 0,0474 | 0,0075 | 0,0000 |
| Al | 2,30E-1 | 0,2751 | 0,0877 | 0,3125 | 0,2602 | 0,3709 | 0,0812 | 0,1029 | 0,3874 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Si | 1,60E-1 | 0,1172 | 0,1328 | 0,3193 | 0,8266 | 0,6378 | 0,0450 | 0,1361 | 0,0704 | 0,0203 | 0,0000 | 0,0000 |
| P | 1,80E-1 | 0,4066 | 0,5411 | 0,5213 | 0,5448 | 0,2690 | 0,1289 | 0,1809 | 0,0789 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| S | 5,20E-1 | 0,7555 | 0,0000 | 0,7718 | 0,3642 | 0,1794 | 0,6348 | 0,0000 | 0,0391 | 0,0266 | 0,0000 | 0,0000 |
| Cl | 3,32E+1 | 0,3130 | 0,7353 | 0,3015 | 0,2099 | 0,1379 | 0,1346 | 0,3773 | 0,2037 | 0,0299 | 0,0000 | 0,0000 |
| K | 2,10E+0 | 0,5435 | 0,4671 | 0,5927 | 0,3855 | 0,2617 | 0,3736 | 0,0352 | 0,0610 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Ca | 4,30E-1 | 0,2401 | 0,9349 | 0,5187 | 0,1711 | 0,2303 | 0,1254 | 0,4384 | 0,0216 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Ti | 6,10E+0 | 0,3097 | 0,8089 | 0,0695 | 0,1249 | 0,1114 | 0,0239 | 0,8495 | 0,0030 | 0,0019 | 0,0000 | 0,0000 |
| V ^α | 5,04E+0 | 0,3837 | 0,2486 | 0,1335 | 0,0591 | 0,0877 | 0,3158 | 0,3947 | 0,1972 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Cr | 3,10E+0 | 0,4051 | 0,1607 | 0,2067 | 0,0922 | 0,0421 | 0,1103 | 0,1189 | 0,2461 | 0,3766 | 0,1097 | 0,0000 |
| Mn | 1,33E+1 | 0,1750 | 0,1242 | 0,2421 | 0,1542 | 0,1705 | 0,3134 | 0,1076 | 0,3799 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Fe | 2,55E+0 | 0,2783 | 0,2476 | 0,0954 | 0,1132 | 0,1122 | 0,1093 | 0,1012 | 0,5886 | 0,0082 | 0,0415 | 0,0011 |
| Co | 3,72E+1 | 0,9374 | 0,2054 | 0,1594 | 0,1784 | 0,1566 | 0,3362 | 0,3467 | 0,1139 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Ni | 4,43E+0 | 0,2616 | 0,0659 | 0,0605 | 0,0365 | 0,0370 | 0,0745 | 0,1704 | 0,1404 | 0,5899 | 0,0000 | 0,0000 |
| Cu | 3,79E+0 | 0,8175 | 0,0602 | 0,0457 | 0,0496 | 0,1010 | 0,1019 | 0,1621 | 0,6487 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Zn | 1,10E+0 | 0,1600 | 0,6386 | 0,5102 | 0,2837 | 0,2116 | 0,1964 | 0,1820 | 0,1870 | 0,0130 | 0,0111 | 0,0000 |
| Ge | 2,30E+0 | 1,1018 | 0,6417 | 0,6677 | 0,3826 | 0,2662 | 0,1957 | 0,1806 | 0,0508 | 0,0146 | 0,0001 | 0,0000 |
| Br ^α | 6,80E+0 | 0,6347 | 0,0666 | 0,0101 | 0,0030 | 0,0044 | 0,0187 | 0,0318 | 0,0227 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Zr | 1,85E-1 | 0,8078 | 0,6086 | 0,8407 | 0,4718 | 0,2507 | 0,1550 | 0,2200 | 0,0120 | 0,0081 | 0,0000 | 0,0000 |
| Mo | 2,65E+0 | 0,8289 | 0,8330 | 0,8729 | 0,4635 | 0,2774 | 0,1564 | 0,1065 | 0,0289 | 0,0104 | 0,0000 | 0,0000 |
| Ag | 6,36E+1 | 0,6831 | 0,4412 | 0,7808 | 0,4241 | 0,2512 | 0,1908 | 0,0593 | 0,0174 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Cd | 2,45E+3 | 1,0399 | 0,3727 | 0,9808 | 0,5940 | 0,3072 | 0,2432 | 0,0558 | 0,0262 | 0,0081 | 0,029 | 0,0000 |
| In | 1,94E+2 | 0,3357 | 1,0696 | 1,0067 | 0,3758 | 0,1827 | 0,0740 | 0,0093 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Sn | 6,30E-1 | 0,1410 | 0,6146 | 1,0542 | 0,5974 | 0,3228 | 0,1801 | 0,0994 | 0,0618 | 0,0110 | 0,0029 | 0,0000 |
| Ba ^α | 1,20E+0 | 0,3751 | 0,3971 | 0,2427 | 0,0910 | 0,3210 | 0,0848 | 0,0332 | 0,0088 | 0,0034 | 0,0065 | 0,0000 |
| Ta | 2,11E+1 | 0,4513 | 0,5841 | 0,8661 | 0,4097 | 0,2039 | 0,0621 | 0,0083 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| W | 1,85E+1 | 0,7987 | 0,2760 | 0,6804 | 0,3396 | 0,1930 | 0,1354 | 0,0968 | 0,0119 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Hg | 3,76E+2 | 0,9186 | 0,4640 | 0,5811 | 0,2880 | 0,3626 | 0,3682 | 0,1122 | 0,0063 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Pb | 1,70E-1 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0504 | 0,9405 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |
| Bi | 3,30E-2 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 1,1170 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 | 0,0000 |

Tableau 4.15 – Sections efficaces de capture radiative avec le nombre de photons émis par bande d'énergie et par capture [45], avec l'autorisation de the American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois.

| Element or isotope | Gamma energy group (MeV) | Photon production cross section for fast neutrons (mb) | | | | | | | | | | |
|------------------------------|--------------------------|--|-----|-----|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----|
| | | Neutron Energy (MeV) | | | | | | | | | | |
| | | 0,5 | 1,0 | 1,5 | 2 | 3 | 4 | 5 | 7 | 10 | 14 | |
| ⁶ Li ^b | 3,5-4 | | | | | | | 7,5 | 5,4 | 5,0 | 5,0 | |
| ⁷ Li ^b | 0,45-0,51 | | 147 | 200 | 195 | 217 | 284 | 282 | 226 | 138 | 80 | |
| ¹⁰ B ^c | 4-4,5 | | | | | | | | 3,5 | 4,0 | 1,8 | |
| | 3-4 | | | | | | 1,3 | 3,3 | 13,4 | 14,0 | 6,3 | |
| | 2-3 | | | | | 3,0 | 11,5 | 27,3 | 33,9 | 27,1 | 12,1 | |
| | 1-1,66 | | | | 1,2 | 15,4 | 34,4 | 48,3 | 46,2 | 31,2 | 16,2 | |
| | 0,7-0,8 | | 0,2 | 4,7 | 67,9 | 48,0 | 72,9 | 106 | 87,8 | 59,4 | 28,1 | |
| ¹² C ^d | 4-4,5 | | | | | | | 28,2 | 188 | 346 | 221 | |
| ¹⁶ O ^c | 7-7,5 | | | | | | | | | 44 | 53 | |
| | 6-7 | | | | | | | | 50 | 150 | 178 | |
| | 4-5 | | | | | | | | | | 20 | |
| | 2-3 | | | | | | | | | 10 | 50 | |
| | 1,66-2 | | | | | | | | | 2 | 10 | |
| Si ^c | 10-12 | | | | | | | | | | 25 | |
| | 8-10 | | | | | | | | | | 52 | |
| | 7-8 | | | | | | | | | | 77 | |
| | 6-7 | | | | | | | | 6 | 102 | 112 | |
| | 5-6 | | | | | | | | 11 | 85 | 99 | |
| | 4-5 | | | | | | | | 2 | 65 | 77 | |
| | 3-4 | | | | | | | | 3 | 8 | 52 | |
| | 2-3 | | | | | | | | | 32 | 40 | |
| | 1,66-2 | | | | 213 | 477 | 543 | 589 | 598 | 165 | 141 | 169 |
| | 1-1,66 | | | 11 | 20 | 19 | 30 | 39 | 42 | 598 | 469 | 384 |
| | 0,7-10 | | | | | | | | | 69 | 82 | |
| Al ^c | 8-10 | | | | | | | | | | 27 | |
| | 7-8 | | | | | | | | | | 51 | |
| | 6-7 | | | | | | | | 21 | 75 | 66 | |
| | 5-6 | | | | | | | | 80 | 132 | 96 | |
| | 4-5 | | | | | | | | 27 | 99 | 122 | |
| | 3-4 | | | | | | | | 117 | 139 | 257 | |
| | 2-3 | | | | | | | | | 187 | 272 | |
| | 1,33-2 | | | | | | | | | 31 | 80 | |
| | 1-1,33 | | | 141 | 208 | 233 | 225 | 235 | 230 | 86 | 122 | |
| | 0,7-10 | | 2,8 | 94 | 94 | 94 | 135 | 128 | 111 | 90 | 61 | |
| | Fe ^b | 8-10 | | | | | | | | | | 47 |
| 7-8 | | | | | | | | | | | 68 | |
| 6-7 | | | | | | | | | 23 | 129 | 110 | |
| 5-6 | | | | | | | | | 74 | 168 | 103 | |
| 4-5 | | | | | | | | | 20 | 105 | 220 | |
| 3-4 | | | | | | 2,3 | 166 | 333 | 411 | 475 | 248 | |
| 2-3 | | | | | | 86 | 442 | 502 | 634 | 609 | 313 | |
| 1-2 | | | | 11 | 47 | 291 | 615 | 858 | 1 120 | 1 270 | 879 | |
| 0,8-2 | | | 400 | 698 | 865 | 1 030 | 1 210 | 1 280 | 1 320 | 1 240 | 742 | |
| 0,45-0,8 | | | | | | | 97 | 233 | 240 | 120 | 168 | |
| Pb ^b | | 6-7 | | | | | | | | 68 | 22 | 7 |
| | 5-6 | | | | | | | 3 | 172 | 54 | 101 | |
| | 4-5 | | | | | | | 14 | 192 | 329 | 115 | |
| | 3-4 | | | | | | | 56 | 160 | 407 | 182 | |
| | 2-3 | | | | | 287 | 976 | 1 470 | 1 860 | 465 | 876 | |
| | 1-2 | | | 6 | 79 | 300 | 676 | 1 050 | 1 520 | 1 080 | 1 610 | |
| | 0,7-1 | | 105 | 264 | 376 | 575 | 982 | 1 250 | 1 280 | 1 300 | 1 210 | |
| | 0,51-0,7 | | 100 | 154 | 252 | 425 | 1 070 | 1 370 | 1 310 | 1 280 | 1 230 | |
| | 0,4-0,51 | | | 6 | 15 | 28 | 89 | 168 | 183 | 178 | 210 | |
| | 0,2-0,4 | | | 30 | 31 | 66 | 210 | 310 | 293 | 368 | 320 | |

Tableau 4.16 – Sections efficaces d'émission photoniques pour les réactions de type inélastique, dont majoritairement la diffusion inélastique [45], avec l'autorisation de the American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois.

Pour obtenir le taux de production de ce tableau à double entrée, il faut procéder cette fois selon la relation (4.22).

$$Y_\gamma = \sum_{E_n} \sum_{\Delta E_\gamma} N \sigma(E_n, \Delta E_\gamma) \Phi(E_n) \tag{4.22}$$

avec $\sigma(E_n, \Delta E_\gamma)$ la section efficace de production des photons d'énergie comprise dans l'intervalle ΔE_γ pour une énergie de neutron incident E_n et $\Phi(E_n)$ le débit de fluence de neutrons d'énergie E_n .

À titre d'exemple, calculons le taux d'émission de photons de désexcitation issus des réactions inélastiques sur le ${}^6\text{Li}$ (densité du lithium 0,534) pour 1 cm^3 de matériau et un débit de fluence de neutron de $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. L'expression (4.22) s'écrira aussi comme (4.23).

$$Y_\gamma = \frac{\rho \eta_A V}{A} \sum_{E_n} \sum_{\Delta E_\gamma} \sigma(E_n, \Delta E_\gamma) \Phi(E_n) \tag{4.23}$$

Considérons un cas trivial dans lequel la distribution en énergie du débit de fluence de neutron est équiprobable dans les bandes d'énergie 4–5 MeV, 5–7 MeV, 7–10 MeV et 10–14 MeV, ce qui nous permet de dire que le débit de fluence dans chacune de ces bandes sera de $\frac{1}{4}$ du débit de fluence total. En se reportant au tableau 4.16, on obtient alors :

$$Y_\gamma = \frac{0,534 \times 6,02 \cdot 10^{23}}{6} \times (7,5 \cdot 10^{-3} + 5,1 \cdot 10^{-3} + 5 \cdot 10^{-3} + 5 \cdot 10^{-3}) \cdot 10^{-24} \\ \times \left(\frac{1}{4}\right) \times 1 \cdot 10^{-6} \approx 1,1 \cdot 10^3 \gamma \cdot \text{s}^{-1}$$

4.6 Cas des électrons – effet de cathode froide

Le cas du calcul des équivalents de dose dus aux électrons a été abordé dans le chapitre 3, notamment en utilisant les facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » de la CIPR.

Par exemple, prenons un accélérateur d'électrons avec des caractéristiques typiques d'irradiations industrielles, à savoir une énergie de 3 MeV et une intensité de 1 mA pour un faisceau parallèle de section de 10 cm^2 . Le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » donnée au chapitre 3 est de $0,336 \text{ nSv} \cdot \text{cm}^2$ (pour une profondeur de 10 mm de tissu vivant) et il vient donc :

$$H'(10,0^\circ) = h_\Phi \dot{\Phi} = h_\Phi \cdot \left(\frac{I}{S q}\right) = 0,336 \cdot 10^{-9} \times \left(\frac{1 \cdot 10^{-3}}{10 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}\right) = 2,1 \cdot 10^5 \text{ Sv/s}$$

Nous rappelons ici que le débit d'équivalent de dose engendré par des faisceaux d'électrons issus d'un accélérateur est colossal. Par ailleurs, en raison de leur énergie, les électrons passent largement les épaisseurs de l'épiderme et il y a lieu de recenser cette fois l'équivalent de dose susceptible d'être généré en profondeur sous 10 mm.

Pour obtenir des particules à une énergie élevée, un accélérateur de particules produit un champ électrique intense (dans le cas de notre exemple ci-dessus un champ électrique de 3 MV) et extrait puis accélère des particules *via* ce que l'on appelle la « source », constituée par exemple par des électrons libres produits lors du passage d'un courant dans une cathode. Dans ce type de machine, si l'on se contente d'arrêter « la source », le champ électrique reste présent et est suffisamment intense pour arracher des électrons « libres » sur la cathode ou les parois de l'accélérateur. On estime que ce courant appelé « froid » est de quelques nA. Si l'on considère l'exemple précédent, avec un courant de 1 nA, on obtient $1 \cdot 10^6$ fois moins de dose qu'avec la « source d'électrons » de 1 mA, en rappelant que la dose est directement proportionnelle au courant. Ceci engendre tout de même un débit d'équivalent de dose rémanent de $210 \text{ mSv}\cdot\text{s}^{-1}$ soit $756 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. Ainsi, une machine partiellement arrêtée, à savoir haute tension en fonctionnement et courant à l'arrêt, délivre en continu un débit d'équivalent de dose extrêmement élevé : c'est la conséquence radiologique de l'effet dit de « cathode froide ». L'arrêté du 21 mai 2010, définissant les modalités de contrôle de radioprotection, impose la recherche de ce type de problématique dans les accélérateurs ou les générateurs X. Il est important de se prémunir de cet effet qui peut être à l'origine d'accidents d'irradiation graves, citons l'accident de Forbach en 1991 [7].

4.7 Cas des rayonnements issus du freinage des électrons

4.7.1 Généralités

Des particules chargées de masse m et de charge Ze pénétrant dans un matériau cible subissent des interactions coulombiennes avec les électrons orbitaux et le noyau (de charge Ze). Les particules peuvent être soumises à de fortes accélérations. En mécanique classique, quand une particule chargée subit une accélération, elle rayonne de l'énergie sous forme d'une onde électromagnétique et se ralentit. La mécanique quantique lui fait correspondre l'émission de photons.

L'accélération a des particules de charge q à une distance r d'un noyau est obtenue par la force de Coulomb selon l'équation (4.24).

$$m|a| = \frac{qZe}{4\pi\epsilon_0|r|^2} \Rightarrow |a| \propto \frac{qZe}{m} \quad (4.24)$$

L'énergie rayonnée, quand à elle, est proportionnelle à a^2 , c'est-à-dire à l'inverse de la masse de la particule au carré, ce qui implique que le rayonnement de freinage est négligeable pour des particules lourdes, mais significatif pour des électrons. Ce rayonnement photonique est appelé « rayonnement de freinage » ou *bremsstrahlung*.

Section efficace différentielle de freinage

La section efficace différentielle, $d\sigma/dk$, dépend de l'énergie k^1 du photon émis, de l'énergie cinétique de l'électron incident T et de numéro atomique Z de l'atome cible. La section efficace peut alors être écrite comme la somme de deux termes telle que donnée dans l'équation (4.25) [43].

$$\left(\frac{d\sigma}{dk}\right) = \left(\frac{d\sigma_n}{dk}\right) + Z\left(\frac{d\sigma_e}{dk}\right) \tag{4.25}$$

avec $d\sigma_n/dk$ représentant le freinage produit dans le champ du noyau et $Zd\sigma_e/dk$ celui produit dans le champ de Z électrons (l'atome est considéré neutre). En posant ξ selon l'expression de l'équation (4.26), il vient l'expression de la section efficace différentielle de freinage de l'équation (4.27).

$$\xi = \frac{d\sigma_e}{dk} \left(\frac{1}{Z^2} \frac{d\sigma_n}{dk}\right)^{-1} \tag{4.26}$$

$$\frac{d\sigma}{dk} = \left(1 + \frac{\xi}{Z}\right) \frac{d\sigma_n}{dk} \tag{4.27}$$

D'un point de vue pratique, Seltzer [43] préconise de prendre $\xi = 1$. Pour des numéros atomiques Z élevés, la section différentielle totale est égale à la section différentielle produite par le noyau.

De nombreuses théories sur la section efficace différentielle ont été développées avec pour limitation de leur application le domaine d'énergie des électrons incidents. L'expression de la section efficace $d\sigma_n/dk$ est donnée par Koch et Motz [28] et est exprimée dans l'équation (4.28).

$$d\sigma_n = \sigma_0 Z^2 \left(\frac{T + m_0 c^2}{T}\right) B(T, Z, \theta) \frac{dk}{k} \quad \text{avec } \sigma_0 = \alpha r_e^2 \tag{4.28}$$

avec $\alpha = (137)^{-1}$ et r_e le rayon de l'électron ($r_e = 2,818 \cdot 10^{-13}$ cm).

La fonction $B(T, Z, \theta)$ est une fonction paramétrée complexe dépendant notamment du domaine d'énergie considéré.

La section efficace différentielle normalisée, $(k/Z^2) \times (d\sigma_n/dk)$, est représentée sur la figure 4.13 pour des énergies d'électrons de 0,05 à 500 MeV sur du platine ($Z = 78$) en fonction de l'énergie du photon. Dans le domaine des énergies inférieures à 2 MeV, il convient de citer les travaux de Tseng et Pratt [50], qui ont développé un modèle performant dans ce domaine d'énergie. Les sections efficaces tabulées en fonction de Z et de T sont publiées dans les références [30] et [38]. La section efficace différentielle normalisée, $\beta^2(k/Z^2) \times (d\sigma_n/dk)$ (avec $1/\beta^2 = (T + m_0 c^2)/T$), est représentée sur la figure 4.14 pour des énergies d'électrons de 50 et 500 keV pour du molybdène ($Z = 42$) et du tungstène ($Z = 74$), en fonction de l'énergie du photon de freinage émis.

¹ Dans le formalisme de cet ouvrage, nous aurions dû utiliser la notation E_γ . Néanmoins, comme la notation k est usitée dans les publications sur le rayonnement de freinage telles que [25], [28], [43], elle est gardée dans le § 4.7.

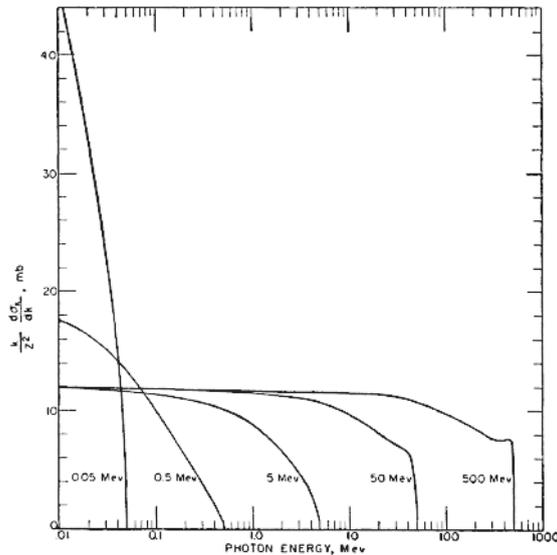


Figure 4.13 – Section différentielle en énergie normalisée $(k/Z^2) \times (d\sigma_n/dk)$ sur du platine en fonction de l'énergie des photons de freinage, d'après [28], avec l'autorisation de The American Physical Society.

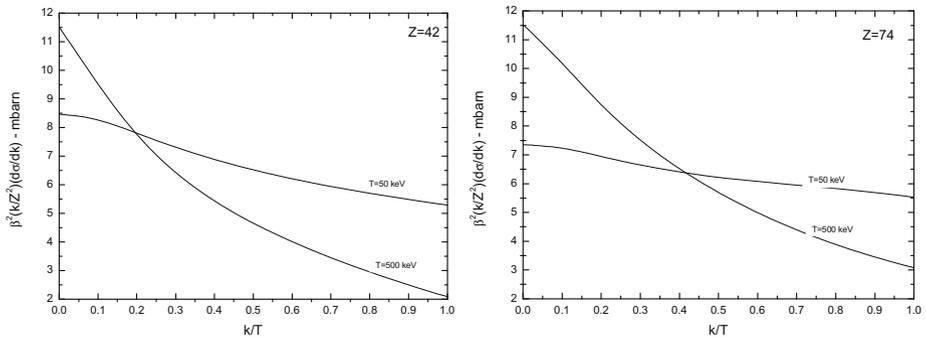


Figure 4.14 – Section efficace différentielle en énergie normalisée $\beta^2(k/Z^2) \times (d\sigma_n/dk)$, pour des énergies d'électrons de 50 et 500 keV pour du molybdène ($Z = 42$) et du tungstène ($Z = 74$), en fonction de l'énergie du photon de freinage émis ; d'après les données de [30].

On remarque sur les figures 4.13 et 4.14 que la section efficace différentielle varie entre 0 et l'énergie totale des électrons incidents, ce qui va impliquer des spectres de freinage continus entre 0 et l'énergie maximale des électrons. De même, on observe sur la figure 4.14 la dépendance de la section efficace avec le numéro atomique du matériau (Z).

La section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ en angle est représentée sur la figure 4.15 pour des énergies d'électrons entre 50 keV à 25 MeV.

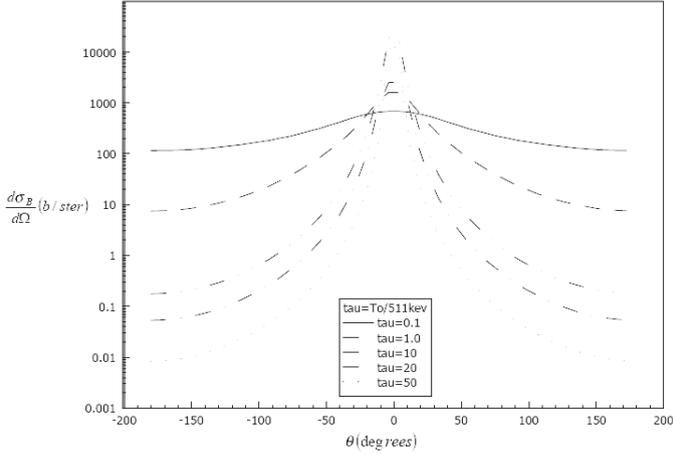


Figure 4.15 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ pour des énergies entre 50 keV et 25 MeV en fonction de l'angle d'émission, d'après [29].

La section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ de la figure 4.15 montre que l'émission des photons de freinage est d'autant plus anisotrope que l'énergie des électrons est élevée.

Expression théorique du kerma des photons de freinage

Comme nous l'avons admis, le spectre de photons de freinage est continu de 0 à l'énergie des électrons incidents. Aussi, on peut estimer le kerma pour un spectre continu de photons comme défini au chapitre 2 : pour un électron d'énergie T le kerma K à une distance d selon l'équation (4.29).

$$K = \int_0^T \Phi_k k \left(\frac{\mu_{tr}(k)}{\rho} \right) dk = \int_0^T \frac{N(k)}{4\pi d^2} k \left(\frac{\mu_{tr}(k)}{\rho} \right) dk \quad (4.29)$$

En considérant que pour une épaisseur traversée dx l'énergie perdue par l'électron est dT , le ratio dT_{rad}/dT donne la fraction d'énergie des électrons convertie en photons de freinage d'énergie k . En intégrant, il vient l'intensité de freinage entre k et $k + dk$, selon l'équation (4.30).

$$kN_k dk = \int_k^T \left[\frac{dT_{rad,k}}{dT} \right] dT \quad (4.30)$$

L'énergie moyenne dissipée par freinage pour des photons dont l'énergie est comprise entre k et $k + dk$ traversant une épaisseur dx est donnée par l'équation (4.31).

$$dT_{rad,k} = \left(\frac{\rho}{A} \right) k \cdot d\sigma \cdot dx \quad (4.31)$$

En combinant les équations (4.28), (4.30) et (4.31), on obtient l'expression (4.32).

$$N_k dk = \frac{1}{A} \int_k^T d\sigma \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT =$$

$$\frac{\sigma_0 Z^2}{A} \frac{dk}{k} \int_k^T \frac{T + m_0 c^2}{T} B(T, Z, \theta) \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT \quad (4.32)$$

Le terme $\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}$ est le pouvoir d'arrêt massique des électrons décrit dans le chapitre 2. Le kerma s'obtient alors en combinant les équations (4.32) et (4.29). Les expressions des paramètres $\frac{\mu_{tr}(k)}{\rho}$, $B(T, Z, \theta)$, $\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}$ peuvent être approchées par des interpolations.

Tucker *et al.* [52] ont effectué ce calcul afin d'établir un modèle semi-empirique pour le calcul des kerma de générateurs X avec une cible de tungstène. Pour cela, les formes d'interpolation sont données dans les équations (4.33), (4.34) et (4.35).

$$\frac{\mu_{tr}(k)}{\rho} \propto a_1 + a_2 u^{1.6} + a_3 u^{2.7} + a_4 u^{3.5} + a_5 u^{4.5} \quad (4.33)$$

$$B(T, Z, \theta) \propto [A_0 + A_1 T] \left[1 + \sum_{i=1}^4 B_i \left(\frac{E}{T} \right)^i \right] \quad (4.34)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dT}{dx} \right) \propto A + B \exp(-TC) \quad (4.35)$$

À noter également que pour estimer le kerma des photons produits par des électrons de basse énergie (< 500 keV), il faudra aussi tenir compte des raies caractéristiques X émises lors du réarrangement du cortège électronique. Pour des énergies plus élevées, le kerma dû à ces raies caractéristiques est négligeable devant celui dû au fond continu.

Rendement de freinage

On définit le rendement de freinage comme la fraction η de l'énergie initiale d'un électron convertie en énergie de freinage. À noter que les Anglo-saxons adoptent le terme *radiation yield*, il est donné dans l'équation (4.36).

$$\eta(T_0) = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{S_{rad}(T)}{[S_{coll}(T) + S_{rad}(T)]} dT \quad (4.36)$$

avec $S_{coll}(T)$ le pouvoir d'arrêt par interaction coulombienne défini au chapitre 2 et $S_{rad}(T)$ le pouvoir d'arrêt par rayonnement de freinage défini par (4.37).

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = S_{rad}(T) = \frac{N}{A} \rho \int_0^{T_0} k \left(\frac{d\sigma}{dk} \right) dk \quad (4.37)$$

Avec la section différentielle $d\sigma$ définie par (4.25) et (4.28), il vient le pouvoir d'arrêt par freinage défini dans l'équation (4.38) [25].

$$\left\{ \begin{aligned} S_{\text{rad}}(T) &= \frac{N}{A} \rho \sigma_0 Z^2 (T + mc^2) \varphi_{\text{rad,n}} \left[1 + \frac{1}{Z} \frac{\varphi_{\text{rad,e}}}{\varphi_{\text{rad,n}}} \right] \\ \varphi_{\text{rad,n}} &= \left[\sigma_0 Z^2 (T + mc^2) \right]^{-1} \int_0^{T_0} k \left(\frac{d\sigma_n}{dk} \right) dk \\ \varphi_{\text{rad,e}} &= \left[\sigma_0 (T + mc^2) \right]^{-1} \int_0^{T_0} k \left(\frac{d\sigma_e}{dk} \right) dk \end{aligned} \right. \quad (4.38)$$

À noter que le rapport $\varphi_{\text{rad,e}} / \varphi_{\text{rad,n}}$ peut être pris à 1 [25].

On s'aperçoit de nouveau que la résolution analytique du calcul du rendement de freinage n'est pas triviale. Néanmoins il existe de nombreuses tables dans lesquelles ces valeurs sont données. Citons par exemple Pagès *et al.* [37] ou l'ICRU [25]. Les figures 4.16 et 4.17 donnent des valeurs du rendement de freinage.

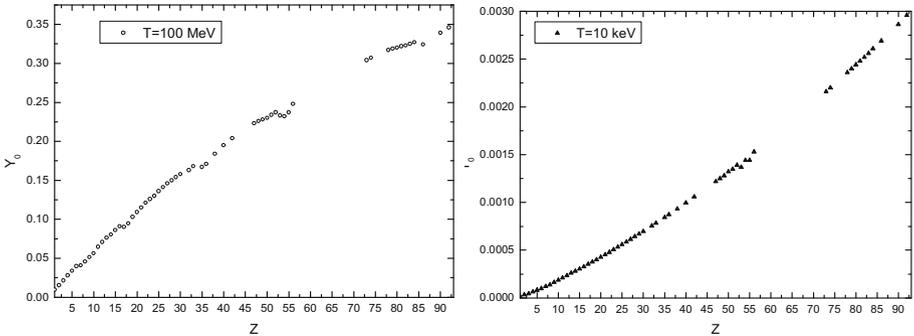


Figure 4.16 – Rendement de freinage en fonction du numéro atomique du matériau Z pour des électrons de 100 MeV et 10 keV, d'après les données de [37].

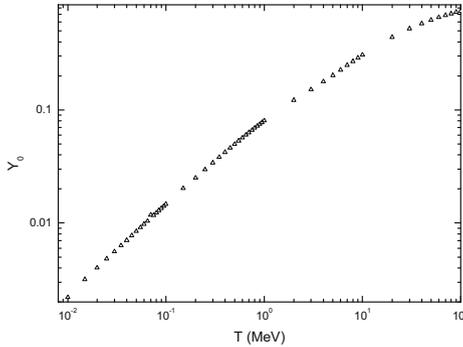


Figure 4.17 – Rendement de freinage en fonction de l'énergie de l'électron pour le tungstène ($Z = 74$), d'après les données de [37].

Par exemple, pour un électron d'énergie 500 keV sur une cible de tungstène, l'énergie réémise sous forme de photon de freinage est égale à : $E = 500 \times \eta_0 = 500 \times 5 \cdot 10^{-2} = 25$ keV.

Approximation du kerma avec le rendement de freinage

Il est possible d'approximer le kerma dû au freinage en considérant l'énergie moyenne des photons réémis. D'après le chapitre 2, on a :

$$\dot{K} = 5,76 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right) \dot{\Phi} E$$

$$\text{Dans notre cas, } E = T \cdot \eta_0 \text{ et } \dot{\Phi} = \frac{i}{1,6 \cdot 10^{-19} 4\pi d^2}$$

avec T l'énergie des électrons (MeV) et i le courant d'électrons en A. Ceci est valable pour un spectre de photons isotropes, donc pour des électrons de basse énergie. La difficulté réside dans le choix de la valeur de (μ_{tr}/ρ) , étant donné la nature spectrale de l'émission du rayonnement de freinage. En première approximation, on peut prendre l'énergie moyenne de la distribution spectrale vue au chapitre 1. Le calcul de cette énergie moyenne peut se faire à partir de la section efficace différentielle définie au 4.7.1 et tabulé par Pratt [38].

À titre d'exemple, prenons un courant de 1 mA d'électrons d'énergie 50 et 500 keV interagissant sur une cible de tungstène et calculons à 1 mètre le débit de kerma dans l'air du rayonnement de freinage produit. On a : $\eta_0(500 \text{ kV}) = 3,7 \cdot 10^{-2}$ [25] ; $\eta_0(50 \text{ kV}) = 5,43 \cdot 10^{-3}$ [25] ; $\bar{E}_\gamma(500 \text{ keV}) = 184$ keV soit $\mu_{\text{tr}}/\rho = 2,67 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ (voir chapitre 2) ; $\bar{E}_\gamma(50 \text{ keV}) = 23$ keV soit $\mu_{\text{tr}}/\rho = 0,539 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ (voir chapitre 2).

Pour le calcul de \bar{E} nous avons appliqué la moyenne pondérée :

$$\bar{E} = \frac{\sum_i \left(\beta^2 \frac{k}{Z^2} \frac{d\sigma_n}{dk} \right)_i E_i}{\sum_i \left(\beta^2 \frac{k}{Z^2} \frac{d\sigma_n}{dk} \right)_i}$$

à partir des tables de sections efficaces différentielles de Pratt *et al.* [38]. Ces sections efficaces sont représentées sur la figure 4.14. On trouve alors :

$$\dot{K}_a(500 \text{ kV}) = 240 \text{ mGy/min}$$

$$\dot{K}_a(50 \text{ kV}) = 70 \text{ mGy/min}$$

Si l'on compare ces résultats numériques avec un calcul de type Monte-Carlo (voir 4.7.2) on remarque que le résultat du calcul empirique est inférieur à la méthode de référence d'un facteur 2 à 50 kV et 1,25 à 500 kV. Ceci est imputable à la variation importante du coefficient de transfert massique en énergie (μ_{tr}/ρ) à basse énergie (rapport $1 \cdot 10^5$ entre 1 et 50 keV). Pour affiner le résultat, il faudrait tenir compte du (μ_{tr}/ρ) sur chaque bande d'énergie. À noter que cette méthode n'est valable que pour une émission isotrope et donc à basse énergie.

On observe sur la figure 4.16 la variation du rendement de freinage notamment à basse énergie comme Z . La figure 4.17 montre que le rendement de freinage varie, notamment à basse énergie, comme E . Donc, en première approximation $\eta \propto ZT$. En rappelant que $E = T\eta$, on peut en déduire, en première approximation, que :

$$\dot{K} = 5,76 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \Phi E \Leftrightarrow \dot{K} \propto ZiT^2 (\bar{\mu}_{tr}/\rho).$$

Le débit de kerma dû à un rayonnement de freinage d'un faisceau d'électrons d'énergie cinétique T d'intensité i , interagissant avec un matériau de numéro atomique Z , varie donc linéairement avec le numéro atomique Z , l'intensité i et avec le carré de l'énergie cinétique des électrons.

Il n'existe pas de calcul analytique simple pour l'estimation du kerma. Aussi le recours à une méthode Monte-Carlo pour cette estimation est-il nécessaire. Cette méthode a été appliquée afin d'en déduire des abaques pour l'estimation du kerma pour différent cas. Ces résultats sont présentés dans les paragraphes suivants.

4.7.2 Cas des générateurs de rayons X

Les générateurs de rayons X sont usités dans les domaines de la médecine (notamment en radiologie) ou de l'industrie (contrôles non destructifs, cristallographie, fluorescence...). La production de rayonnements par ces installations reste la même, c'est-à-dire l'interaction d'électrons produite sur une cible de numéro atomique élevé entraînant la génération de photons de freinage. La figure 4.18 donne un schéma d'un générateur X. Les électrons sont produits sur la cathode par un filament chauffé. Dans un tube à vide, une haute tension est appliquée entre la cathode et l'anode induisant un champ électrique dans lequel les électrons sont accélérés. Les électrons interagissent alors avec l'anode produisant des photons de freinage. Une fenêtre en béryllium permet l'émission des photons de freinage dans une direction privilégiée. Une filtration peut être ajoutée pour modifier le spectre en sortie de tube.

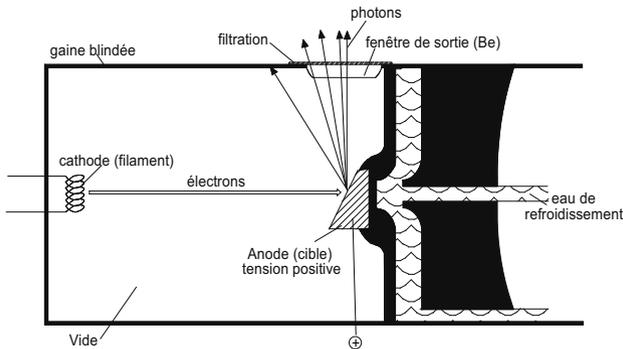


Figure 4.18 – Schéma d'un générateur X.

Le spectre de la figure 4.19 est le résultat d'une simulation Monte-Carlo de l'interaction d'électrons de 150 keV sur une cible de tungstène. Il est représenté d'une part en énergie et d'autre part en longueur d'onde. La relation entre l'énergie et la longueur d'onde est donnée par l'équation (4.39) (voir chapitre 2).

$$\lambda(\text{\AA}) = \frac{12,4}{E_\gamma(\text{keV})} \quad (\lambda \text{ longueur d'onde, } E_\gamma \text{ l'énergie des photons}) \quad (4.39)$$

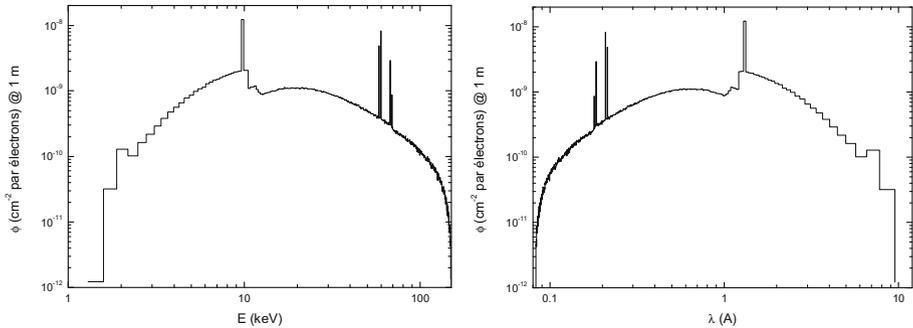


Figure 4.19 – Spectre simulé de photons issus de l'interaction d'électrons de 150 keV sur une cible de tungstène. La courbe de gauche est une représentation en énergie, celle de droite en longueur d'onde (simulation à l'aide du code MCNPX).

Comme indiqué dans le § 4.7.1, le spectre observé est un spectre continu de 0 à l'énergie maximale des électrons (correspondant à la haute tension appliquée sur le tube) sur lequel se superposent les raies K et L du tungstène. La valeur maximale de l'énergie du spectre de photons (donc l'énergie des électrons), ici 150 keV, est aussi donnée en terme de « kVp » (kilovolt pic) dans un certain nombre de publications.

En sortie de tube à rayons X, des filtres peuvent être disposés afin de couper la composante basse énergie du spectre et donc de « durcir » le spectre moyen. La figure 4.20 illustre l'effet de différents filtres sur le spectre de la figure 4.19.

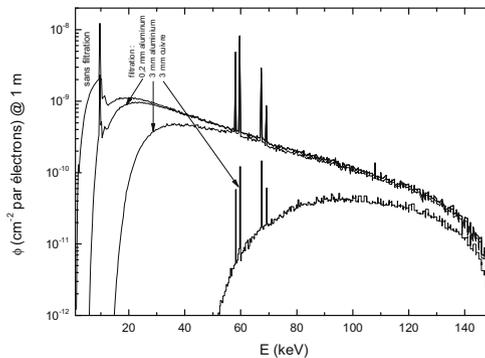


Figure 4.20 – Spectres simulés de photons issus de l'interaction d'électrons de 150 keV sur une cible de tungstène avec différentes filtrations (simulation à l'aide du code MCNPX).

À partir de ces spectres, il est intéressant de calculer l'énergie moyenne du spectre en fonction du type de filtration. L'énergie moyenne est calculée selon l'expression 1.24 du chapitre 1. Les valeurs de ces énergies moyennes calculées sont données dans le tableau 4.17.

| Filtration | \bar{E}_γ (keV) |
|------------------|------------------------|
| Aucune | 38 |
| 0,2 mm aluminium | 47 |
| 1 mm aluminium | 53 |
| 2 mm aluminium | 57 |
| 3 mm aluminium | 60 |
| 0,3 mm cuivre | 70 |
| 3 mm cuivre | 100 |

Tableau 4.17 – Énergie moyenne d'un spectre de freinage issu de l'interaction d'électrons de 150 keV sur du tungstène pour différentes filtrations.

On note que ces énergies moyennes de photons varient beaucoup avec le type de filtration, entre 1/3 (sans filtration) et 2/3 de l'énergie des électrons (filtrations conséquentes).

Les figures 4.21 et 4.22 représentent respectivement les débits de kerma dans l'air et les débits d'équivalent de dose ambiant sous 10 mm à 1 m d'une cible bombardée par des électrons d'énergie T_{e^-} comprise entre 50 et 500 keV et pour différentes filtrations. Les calculs sont effectués avec le code Monte-Carlo MCNPX. Les données numériques sont reproduites dans l'annexe 2.

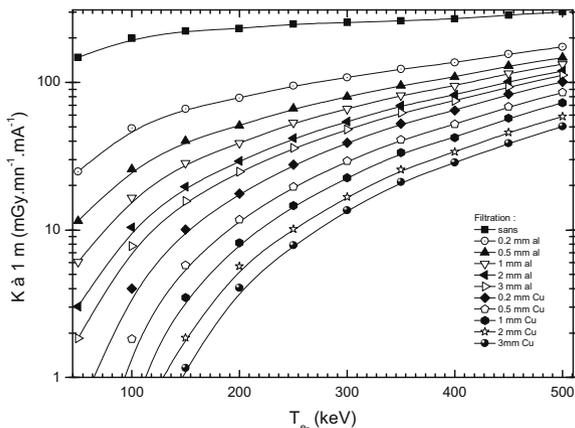


Figure 4.21 – Débit de kerma dans l'air à 1 m dû aux photons de freinage d'une cible de tungstène bombardée par des électrons d'énergie T_{e^-} . Valeurs reproduites en annexe 2.

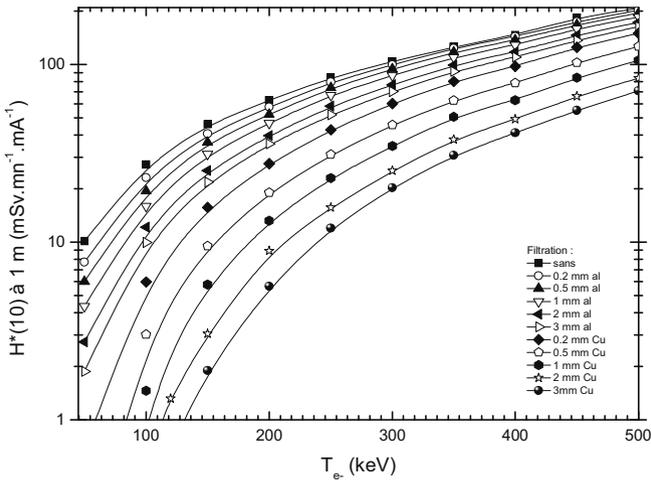


Figure 4.22 – Débit d'équivalent ambiant sous 10 mm à 1 mètre dû aux photons de freinage d'une cible de tungstène bombardée par des électrons d'énergie T_{e^-} . Valeurs reproduites en annexe 2.

Ces valeurs de kerma sont comparées à des valeurs mesurées sur différents générateurs X. Le tableau 4.18 résume ces mesures. Les valeurs calculées sont très proches des valeurs mesurées.

| Haute tension | Courant | Filtration aluminium | Valeur mesurée à 1 m sauf * [13] | Valeur calculée à 1 m sauf * (figure 4.22) |
|---------------|----------|----------------------|----------------------------------|--|
| 300 kV | 10 mA | 3 mm | 26 Gy/h | 29 Gy/h |
| 450 kV | 3,3 mA | 3 mm | 19,5 Gy/h | 18 Gy/h |
| 160 kV | 18,75 mA | 3 mm | 24,5 Gy/h | 24,5 Gy/h |
| 50 kV | 15 mA | 1 mm | 0,34 Gy/min* | 0,36 Gy/min* |

*Valeur à 50 cm

Tableau 4.18 – Comparaison entre des valeurs de débit de kerma dans l'air mesurées et calculées par méthode Monte-Carlo.

À titre d'exemple, calculons les débits de kerma dans l'air et d'équivalent de dose à 10 cm d'un générateur X ayant une haute tension de 200 kV et une intensité de 10 μA avec une anode en tungstène et une filtration de 0,2 mm d'aluminium.

Les figures 4.21 et 4.22 donnent respectivement pour une énergie de 200 keV :

$$\begin{aligned} \dot{K} &= 78 \text{ mGy/min/mA à } 1 \text{ mètre} \\ \dot{H}^*(10) &= 57 \text{ mSv/min/mA à } 1 \text{ mètre} \end{aligned}$$

Soit pour 10 μA :

$$\dot{K} = 78 \times \frac{10 \cdot 10^{-6}}{1 \cdot 10^{-3}} = 0,78 \text{ mGy/min}$$

$$\text{et } \dot{H}^*(10) = 57 \times \frac{10 \cdot 10^{-6}}{1 \cdot 10^{-3}} = 0,57 \text{ mSv/min}$$

Et à 10 cm :

$$\dot{K} = 0,78 \times \left(\frac{100}{10}\right)^2 = 78 \text{ mGy/min}$$

$$\text{et } \dot{H}^*(10) = 0,57 \times \left(\frac{100}{10}\right)^2 = 57 \text{ mSv/min}$$

4.7.3 Cas des accélérateurs d'électrons

Certaines applications industrielles (stérilisation, contrôle non destructif de pièces épaisses...), médicales (radiothérapie) ou de recherche nécessitent des énergies de photons plus importantes que celles produites par des générateurs X. Comme nous l'avons vu, le freinage des électrons dans la matière provoque l'émission de photons d'énergie comprise entre 0 et celle des électrons incidents. Aussi, pour produire des photons de haute énergie, il faut des électrons de haute énergie interagissant sur des cibles de numéro atomique élevé. Notons qu'en Europe la définition réglementaire d'un « accélérateur » est la suivante : « appareillage dans lequel des particules sont soumises à une accélération, émettant des rayonnements ionisants d'une énergie supérieure à 1 MeV » [12]. Les photons ainsi produits peuvent être suffisamment énergétiques pour être responsables de la production des neutrons par réactions photonucléaires. Nous allons quantifier dans ce qui suit les sources de rayonnement produites par ces deux processus.

Équivalent de dose dû aux photons

La figure 4.23 représente en fonction de l'énergie des électrons l'équivalent de dose ambiant dû aux photons de freinage pour des angles de 0 et 90°. Cette grandeur est calculée avec le code Monte-Carlo MCNPX pour des électrons entre 1 et 100 MeV interagissant sur une cible de numéro atomique élevé (cas induisant le plus grand nombre de photons et donc l'équivalent de dose le plus élevé). La cible considérée est en tungstène, cylindrique, de longueur et de rayon égaux à deux fois le parcours des électrons dans celle-ci, pour garantir l'interaction totale de ces électrons.

Cette figure permet d'obtenir directement l'équivalent de dose photonique pour des électrons bombardant une cible de numéro atomique élevé ($Z > 73$) dans l'axe d'incidence du faisceau d'électrons (à 0°) et perpendiculairement à cet axe (à 90°). Pour des cibles de numéro atomique plus faible, il faut pondérer les équivalents de dose donnés par la figure 4.23 par les facteurs du tableau 4.19 [36].

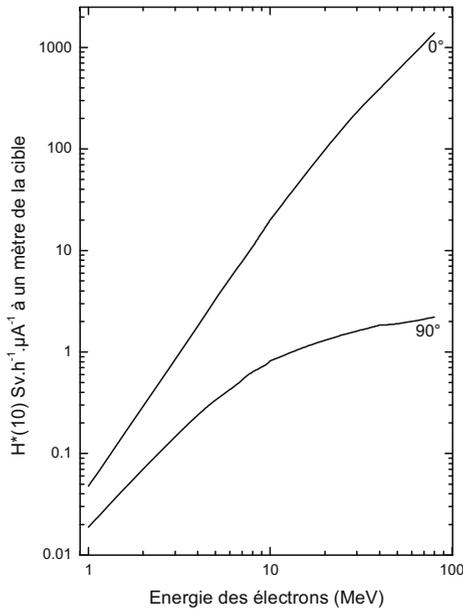


Figure 4.23 – Débit d'équivalent de dose ambiant dû aux photons de freinage à 0° et 90° produit par des électrons monoénergétiques bombardant une cible de Z élevée (calculé à l'aide du code MCNPX).

| Cible | Z | Facteur de pondération pour 0° | Facteur de pondération pour 90° |
|-------------------|----------|---------------------------------------|--|
| Fer ou cuivre | 26 ou 29 | 0,7 | 0,5 |
| Aluminium (béton) | 13 | 0,5 | 0,3 |

Tableau 4.19 – Facteurs de pondération de la courbe de la figure 4.23 pour des cibles de numéro atomique faible [36].

À titre d'exemple, calculons le débit d'équivalent de dose ambiant à 2 mètres dû aux photons pour un accélérateur d'électrons d'énergie 20 MeV et d'intensité 2 mA bombardant une cible de plomb. La courbe de la figure 4.23 nous donne un débit d'équivalent de dose de : $\dot{H}^*(10) = 100 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\mu\text{A}^{-1}$ à 1 mètre et 0° et $\dot{H}^*(10) = 1,4 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\mu\text{A}^{-1}$ à 1 mètre et 90° .

Soit pour 2 mA : $\dot{H}^*(10) = 100 \times 2000 = 2 \cdot 10^5 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 1 mètre et 0° et $\dot{H}^*(10) = 1,4 \times 2000 = 2,8 \cdot 10^3 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 1 mètre et 90° .

D'où à 2 mètres :

$$\dot{H}^*(10) = 2 \cdot 10^5 \times \left(\frac{1}{2}\right)^2 = 5 \cdot 10^4 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1} \text{ à } 0^\circ$$

$$\text{et } \dot{H}^*(10) = 2,8 \cdot 10^3 \times \left(\frac{1}{2}\right)^2 = 7 \cdot 10^2 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1} \text{ à } 90^\circ$$

Comme nous l'avons mentionné (§ 4.7.1), à haute énergie, l'émission de photons est très anisotrope. La figure 4.24 montre la distribution de l'équivalent de dose angulaire pour des photons produits par des électrons de 1, 10 et 100 MeV. Afin de pouvoir les comparer dans cette représentation, les équivalents de dose sont normalisés à 1 dans la direction d'incidence des électrons.

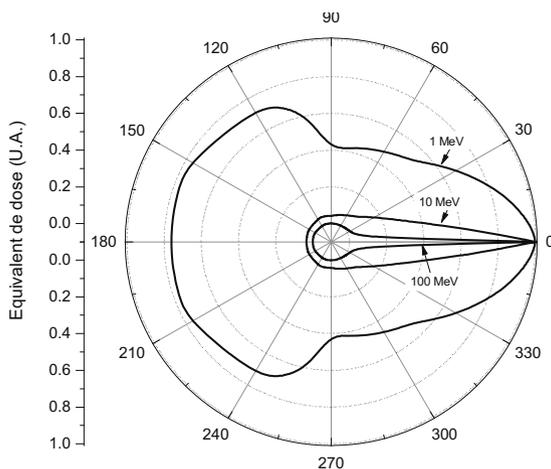


Figure 4.24 – Distribution de l'équivalent de dose angulaire pour des photons produits par des électrons de 1, 10 et 100 MeV (les équivalents de dose ont été normalisés à 1 dans la direction 0°) (calculé à l'aide du code MCNPX).

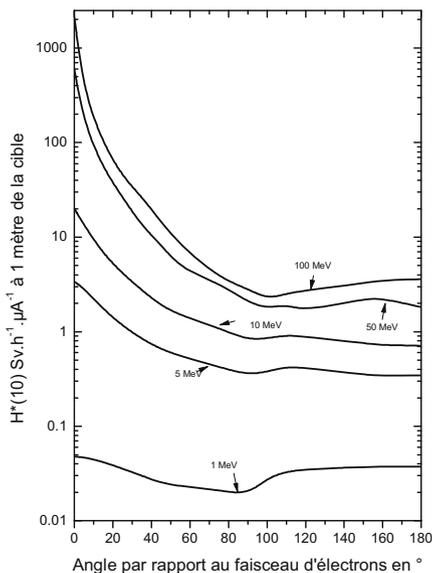


Figure 4.25 – Débit d'équivalent de dose ambiant dû aux photons de freinage en fonction de l'angle d'observation (calculé à l'aide du code MCNPX).

On remarque la très forte anisotropie à haute énergie qui s'atténue pour des énergies d'électrons plus basses. La forme atypique autour de 90° est due à l'autoatténuation des photons dans la cible qui n'existe plus pour des angles supérieurs à 90° . La figure 4.25 représente l'équivalent de dose ambiant en fonction de l'angle d'observation et pour différentes énergies d'électrons.

4.7.4 Équivalent de dose dû aux photoneutrons

Généralité sur les réactions photonucléaires

Un photon doté d'une énergie importante – au-delà de l'énergie de liaison d'un nucléon dans le noyau en moyenne de l'ordre de 7 MeV – peut interagir avec les noyaux du milieu pour provoquer des réactions inélastiques de type photonucléaire, dans lesquelles des particules lourdes secondaires peuvent être émises. Le tableau 4.20 illustre les réactions photonucléaires possibles et les seuils associés sur l'isotope ^{186}W du tungstène. Les données sont issues du Handbook de l'AIEA [18] listant un grand nombre de données sur les réactions photonucléaires telles que les énergies seuils et les sections efficaces de réactions pour plusieurs matériaux.

| Abondance (%) | Seuils de production (MeV) | | | | | | | | |
|------------------|----------------------------|-------------|-------------|-----------------------|------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| | γ, n | γ, p | γ, t | $\gamma, ^3\text{He}$ | γ, α | $\gamma, 2n$ | γ, np | $\gamma, 2p$ | $\gamma, 3n$ |
| 28,60 | 7,19 | 8,40 | 12,17 | 14,16 | -1,12 | 12,95 | 15,03 | 15,59 | 20,36 |

Tableau 4.20 – Réactions et seuils de production des réactions photonucléaires sur le ^{186}W [18], autorisé par la International Atomic Energy Agency.

Le seuil de production de neutrons sur cet isotope est de 7,19 MeV. Les dispositifs courants susceptibles d'émettre des rayonnements secondaires de neutrons *via* des photons de haute énergie sont donc les accélérateurs d'électrons que l'on rencontre dans les domaines médicaux et industriels.

Le « risque neutron » devient dès lors significatif pour des électrons d'énergie au-delà du seuil de production des réactions photonucléaires, situé aux alentours de 6 MeV pour les numéros atomiques moyens et faibles. À noter le cas particulier du béryllium dont le seuil de réaction de 1,67 MeV est le plus faible existant.

La différence entre les seuils des réactions (γ, n) et (γ, p) est imputable à la barrière coulombienne lors de l'émission du proton. On observe de même qu'il faut environ trois fois l'énergie seuil d'une réaction (γ, n) pour faire une réaction ($\gamma, 3n$), ce qui est déductible intuitivement. À ces réactions, il faut ajouter la fission induite par les photons ou « photofission ». Celle-ci a lieu à partir d'environ 5 MeV sur les noyaux fissiles et notamment sur les noyaux de ^{238}U . Le rendement de photofission répond au même type de relation « énergie incidente-forme » que la fission induite par neutrons rapides sur le ^{238}U : plus l'énergie des neutrons augmente et plus les « deux bosses » du rendement de fission tendent vers un plateau équiprobable.

La figure 4.26 donne les sections efficaces (γ, xn) sur le ^{186}W . On observe sur cette figure un pic de résonance qu'il est possible de déterminer pour la réaction photonucléaire (γ, n) pour les noyaux lourds ($A \geq 40$) au moyen de la relation semi-empirique (4.40) [45].

$$E_{\gamma}^* = 80 \times (A)^{-\frac{1}{3}} \tag{4.40}$$

Ainsi, pour le ^{186}W , on obtient $E_{\gamma}^* = 14$ MeV, ce qui est en accord avec la figure 4.26.

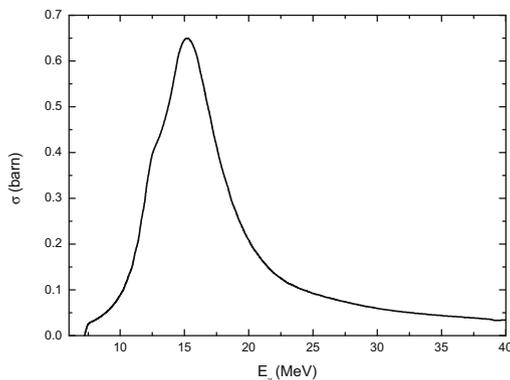


Figure 4.26 – Section efficace photonucléaire (γ, xn) sur le ^{186}W , d'après les données du site <http://www-nds.iaea.org/Exfor/endl.html>.

Nous avons admis que l'énergie seuil de réaction photonucléaire se situe d'une façon générale entre 6 et 7 MeV ; il existe néanmoins des noyaux très légers pour lesquels ce n'est pas le cas et pour lesquels les seuils sont bas ; le tableau 4.21 liste certains d'entre eux.

| Nucléide | Seuil E_t (MeV) (valeur de $-Q$) | Réaction |
|-----------------|--|---|
| ^2H | 2,225 | $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$ |
| ^6Li | 3,698 | $^6\text{Li}(\gamma, n+p)^4\text{He}$ |
| ^6Li | 5,664 | $^6\text{Li}(\gamma, n)^5\text{Li}$ |
| ^7Li | 7,251 | $^7\text{Li}(\gamma, n)^6\text{Li}$ |
| ^9Be | 1,665 | $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ |
| ^{13}C | 4,946 | $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ |

Tableau 4.21 – Seuil de production photonucléaire pour des noyaux légers [45], avec l'autorisation de the American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois.

Notons que, outre les problèmes de photoneutrons rencontrés dans les accélérateurs, pour des installations dont les énergies mises en jeu sont moins im-

portantes, des réactions photoneutroniques peuvent survenir lorsque ce type de matériau est présent. Par exemple, dans les réacteurs, les taux de production de photoneutrons sont significatifs dans l'eau lourde et les modérateurs en béryllium. N'oublions pas que le deutérium est présent à hauteur de 0,015 % dans l'isotopie de l'hydrogène, ce faible pourcentage devient significatif dans les protections de type béton vis-à-vis de la génération de photoneutrons. Par ailleurs, comme nous l'avons admis, les captures radiatives produisent des photons de haute énergie – de 7 à 11 MeV – et sont susceptibles de générer par suite des réactions photonucléaires, en particulier dans les bétons.

Ce qui suit décrit l'approche permettant l'estimation de ces taux de production de photoneutrons et les équivalents de dose associés.

Le taux de production Y en fonction de la distribution en énergie du débit de fluence de photons $\dot{\Phi}_{E,\gamma}$ est décrit par l'équation (4.41).

$$Y = \int_{E_S}^{E_{\gamma\max}} N \sigma_{E(\gamma,n)} \dot{\Phi}_{E,\gamma} dE \quad (4.41)$$

avec $E_{\gamma\max}$ l'énergie maximale des photons ; E_S l'énergie seuil ; N la densité atomique (cm^{-3}) ; $\sigma_{(\gamma,n)}$ la section efficace de la réaction (γ,n) (cm^2) ; $\dot{\Phi}_{E,\gamma}$ la distribution en énergie de la fluence de photons ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

Lorsque l'énergie du photon incident est bien inférieure à l'énergie de masse d'un nucléon (≈ 931 MeV), l'énergie du neutron émis, en fonction de son angle d'émission θ par rapport à l'axe d'incidence, s'exprime au moyen de la conservation du moment et de l'énergie, selon l'expression (4.42) de Wattenberg [57].

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - E_S - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + E_\gamma \left[\frac{2(A-1)(E_\gamma - E_S)}{931A^3} \right]^{1/2} \cos \theta \quad (4.42)$$

A étant la masse atomique du noyau cible. Notons que l'angle θ varie de 0 à π et que, de fait, le deuxième terme, quel que soit θ , ne fait varier le résultat que de quelques pourcents. Dans la plupart des situations de calcul d'épaisseurs de protection, il est conservatif de considérer que les photoneutrons sont émis de façon isotropique avec une énergie environ égale à $E_\gamma - E_S$ et dans le cas du deutérium, $\frac{1}{2}(E_\gamma - E_S)$.

Les courbes de la figure 4.27 donnent le nombre de neutrons produits sur des cibles épaisses de différents matériaux typiques des cibles de conversion en fonction de l'énergie des électrons incidents.

Déterminons par exemple le taux de production de neutrons d'un accélérateur d'électrons délivrant des électrons d'énergie 40 MeV qui bombardent une cible de tungstène avec une intensité de 5 mA. Au préalable, calculons la puissance d'un tel dispositif. Le flux d'électrons pour une telle intensité est :

$$\dot{N} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 3,12 \cdot 10^{16} \text{ (électrons) } \cdot \text{s}^{-1}$$

Ce flux, pour une énergie d'électrons de 40 MeV, impose une puissance $P = 3,12 \cdot 10^{16} [\text{s}^{-1}] \times 40 \cdot 10^6 [\text{eV}] \times 1,6 \cdot 10^{-19} [\text{J/eV}] = 200\,000 [\text{J/s}] = 200 \text{ kW}$.

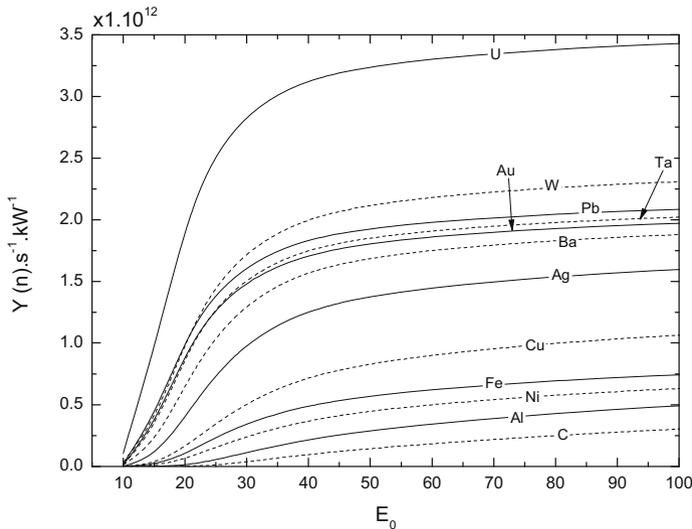


Figure 4.27 – Taux de production de neutrons en $(n)\cdot s^{-1}\cdot kW^{-1}$ produits sur des cibles épaisses de différents matériaux en fonction de l'énergie des électrons incidents en MeV (d'après les données de [58]).

La figure 4.27 indique pour une énergie de 40 MeV un taux de production d'environ $2 \cdot 10^{12} (n)\cdot s^{-1}\cdot kW^{-1}$ pour du tungstène. Par conséquent, pour une intensité de 5 mA, nous obtenons le taux de production suivant :

$$Y = 200 \times 2 \cdot 10^{12} = 4 \cdot 10^{14} (\text{neutron}) \cdot s^{-1}$$

Nota : Attention de ne pas oublier de pondérer les résultats de cet abaque par le facteur 10^{12} indiqué sur le faisceau de courbes de la figure 4.27.

Calculs des équivalents de dose dus aux photoneutrons

La complexité des paramètres physiques à prendre en compte pour modéliser les taux de production, et par extension les débits d'équivalents de dose ambiants autour des accélérateurs d'électrons, impose l'usage d'un code de transport de type Monte-Carlo. Cependant, la suite de cette partie va s'attacher à fournir des abaques ou des méthodes semi-empiriques permettant d'estimer les équivalents de dose ambiants dus à ces neutrons.

Pour pouvoir estimer l'équivalent de dose dû aux neutrons autour des accélérateurs d'électrons, nous avons effectué un calcul à l'aide du code Monte-Carlo MCNPX. Pour ce calcul, une cible cylindrique de longueur et de rayon égaux à cinq fois le parcours des électrons dans le matériau considéré a été modélisée. Le faisceau de courbes donné à la figure 4.28 indique, en fonction de l'énergie des électrons incidents, l'équivalent de dose à un mètre par électrons incidents sur la cible.

À titre d'exemple, calculons le débit d'équivalent de dose ambiant à 2 mètres dû aux neutrons, autour d'un accélérateur d'électrons d'énergie 20 MeV et d'intensité 2 mA bombardant une cible de plomb. La courbe de la

figure 4.28 nous donne un équivalent de dose de $9 \cdot 10^{-18}$ Sv par électron. Le flux d'électrons pour 1 mA est :

$$\dot{N} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ (électrons)/s}$$

Le débit d'équivalent de dose ambient à 1 mètre est donc :

$$\dot{H}^*(10) = 9 \cdot 10^{-18} \times 1,25 \cdot 10^{16} \times 3600 = 40,5 \text{ Sv/h}$$

Soit à 2 mètres :

$$\dot{H}^*(10) = 40,5 \times \left(\frac{1}{2}\right)^2 = 10 \text{ Sv/h}$$

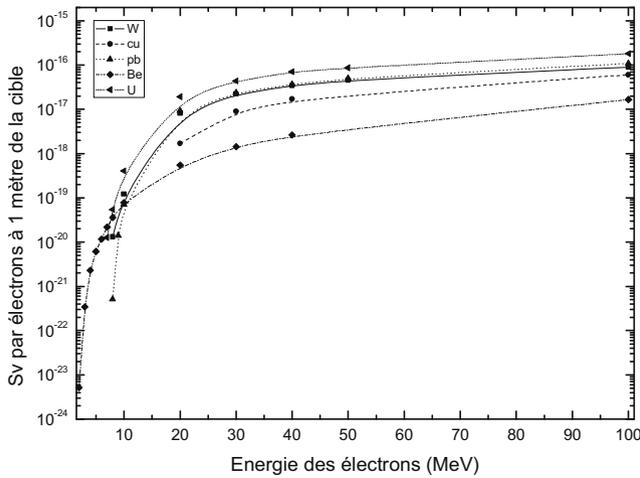


Figure 4.28 – Équivalent de dose neutronique à 1 m de différentes cibles épaisses bombardées par des électrons dont l'énergie est portée en abscisse (calculé à l'aide du code MCNPX).

Comparons cet équivalent de dose dû aux neutrons à celui imputable aux photons de freinage. L'exemple du § 4.7.3 donne pour des conditions similaires un débit d'équivalent de dose photons de $50\,000 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 0° et $700 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 90° . Nous remarquons donc que la composante photonique est largement prépondérante devant celle des neutrons.

La figure 4.28 donne le résultat le plus proche de la réalité. Cependant, elle ne propose pas tous les types de cibles possibles. Ainsi, ce paragraphe présente une approche empirique permettant d'estimer le débit d'équivalent de dose neutrons autour des accélérateurs d'électrons pour n'importe quelle cible. Le débit d'équivalent de dose neutrons pour ce type de réaction peut se calculer selon la formulation (4.43).

$$\dot{H}^*(10) = \bar{h}_\Phi^*(10) \cdot \frac{Y_n}{4\pi d^2} \tag{4.43}$$

La figure 4.27 donne le taux de production de neutrons Y pour différentes énergies d'électrons et pour un certain nombre de cibles. Le problème est de définir le facteur de conversion fluence-équivalent de dose associé : si le spectre de photons est large, le spectre de neutrons produits l'est de fait aussi. Une méthode consiste à considérer, en première approximation, les photons avec une énergie monocinétique égale à l'énergie du pic de résonance des photoneutrons, donnée par l'équation (4.40). L'énergie des neutrons émis est ensuite calculée pour cette énergie de photons incidents par l'équation (4.42).

Il s'agit ensuite de prendre le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » $h_{\phi}^*(10)$ *ad hoc* proposé au chapitre 3. La difficulté réside dans la détermination de ce facteur. En effet, le calcul de l'énergie des neutrons à l'aide de la formule (4.42) est subordonné à la connaissance de la valeur de l'énergie seuil de production des neutrons (ces données sont cependant disponibles par exemple dans le Handbook IAEA [18]). Cela étant, si on étudie l'énergie des neutrons émis aux pics de résonance des réactions photonucléaires et les facteurs $h_{\phi}^*(10)$ associés en fonction de la masse atomique A , on remarque que ce dernier coefficient ne fluctue que légèrement autour de la valeur moyenne de 413 pSv·cm² pour des masses atomiques comprises entre 50 et 210.

Ainsi l'équation (4.43) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \dot{H}^*(10) &= h^*(E) \cdot \frac{Y}{4\pi d^2} = 413 \cdot 10^{-12} \frac{Y}{4\pi d^2} \times 3600 \\ \dot{H}^*(10) &= 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{Y}{d^2} \end{aligned} \quad (4.44)$$

avec $\dot{H}^*(10)$ débit d'équivalent de dose ambiant en Sv·h⁻¹ pour 1 kW de faisceau ; Y le taux de production de neutrons (n)·s⁻¹ ; d la distance cible observateur (cm).

De plus, au-delà de 30 MeV pour des cibles épaisses (non fissiles) $Z \geq 56$, on observe que le taux de production Y est relativement constant et égal à $2 \cdot 10^{12}$ n·s⁻¹·kW⁻¹. Ainsi, l'équation (4.44) peut se simplifier pour des électrons de plus de 30 MeV bombardant une cible de $Z \geq 56$ (cibles non fissiles). Le débit d'équivalent de dose est donné dans l'équation (4.45).

$$\dot{H}^*(10) = \frac{2,4 \cdot 10^5}{d^2} \quad (4.45)$$

avec $\dot{H}^*(10)$ débit d'équivalent de dose ambiant en Sv·h⁻¹ pour 1 kW de faisceau et d la distance cible observateur (cm).

Prenons l'exemple d'un accélérateur d'électrons d'énergie 30 MeV avec une intensité de faisceau de 10 μ A sur une cible de tungstène. On se propose de calculer par les différentes méthodes le débit d'équivalent de dose ambiant à 1 mètre de cette cible dû aux photoneutrons. On trouve alors par la méthode de référence (figure 4.29) un débit d'équivalent de dose de 5 Sv/h. Mais cette méthode n'est utilisable que pour une cible mentionnée dans la figure 4.29. La méthode équation (4.43) donne quant à elle un débit d'équivalent de dose de 6,3 Sv/h, soit un écart de 25 % par rapport à la méthode de référence. La

méthode équation (4.44) donne un débit d'équivalent de dose de 6,5 Sv/h, soit un écart de 30 % par rapport à la référence. Enfin, la méthode équation (4.45) donne un débit d'équivalent de dose de 7,2 Sv/h, soit un écart de 44 % par rapport à la référence, ce qui est acceptable si l'on considère qu'elle ne demande au préalable aucune donnée d'entrée : taux de production, facteurs de conversion et spectres, etc.

Cas particulier des accélérateurs médicaux pour la radiothérapie

Les accélérateurs médicaux pour la radiothérapie ont des énergies de photons suffisamment élevées pour produire des neutrons secondaires par réactions photonucléaires, en quantité significative. Ainsi, lors d'un traitement, il convient d'estimer l'équivalent de dose neutronique qui expose le patient traité. Ce dernier est proportionnel à la dose photonique délivrée à l'isocentre de l'accélérateur. Bourgois *et al.* [6] ont effectué et compilé un certain nombre de mesures pour différents accélérateurs médicaux. La figure 4.29 représente la compilation de ces mesures donnant l'équivalent de dose neutronique pour une dose de 1 gray photon à l'isocentre et pour différentes énergies de photons.

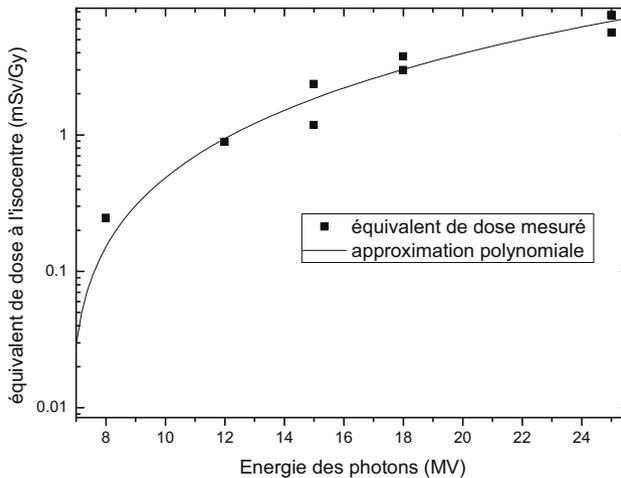


Figure 4.29 – Équivalent de dose dû aux neutrons secondaires pour 1 Gy photon à l'isocentre d'un accélérateur médical, d'après les données de [6].

L'équivalent de dose neutrons (H_n) à l'isocentre pour un gray photon peut être approximé par la relation (4.46) (voir figure 4.29) avec E_γ , l'énergie des photons en MeV (d'après [6]).

$$\frac{H_n(\text{mSv})}{D_\gamma(\text{Gy})} = 0,015(E_\gamma)^2 - 0,103E_\gamma + 0,015 \quad (4.46)$$

Par exemple, pour une radiothérapie de 3 Gy (à l'isocentre) pour un accélérateur médical de 20 MeV, l'équivalent de dose dû aux neutrons est de l'ordre de 12 mSv.

4.8 Cas des neutrons produits par des accélérateurs d'ions

L'interaction d'ions avec une cible peut provoquer l'émission de neutrons *via* différentes réactions nucléaires. À noter que ces rayonnements neutroniques secondaires constituent le risque essentiel en phase de fonctionnement de l'accélérateur. Pour estimer l'équivalent de dose dû aux neutrons issus de ce processus, il convient de connaître au préalable le taux de production de ceux-ci, ainsi que leur distribution en énergie.

4.8.1 Taux de production des neutrons par des ions légers

Les taux de production de neutrons provoqués par des alphas, des protons et des deutons bombardant différentes cibles épaisses sont donnés sur les figures 4.30, 4.31 et 4.32.

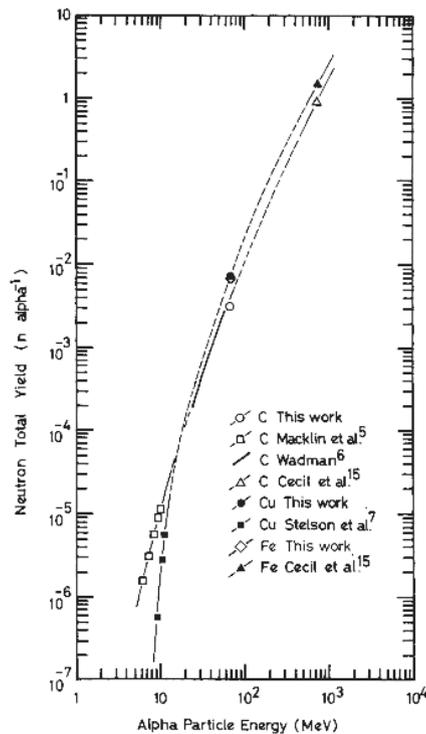


Figure 4.30 – Taux de production neutrons engendré par des alphas sur différentes cibles épaisses, d'après [44], avec l'autorisation de The American Physical Society.

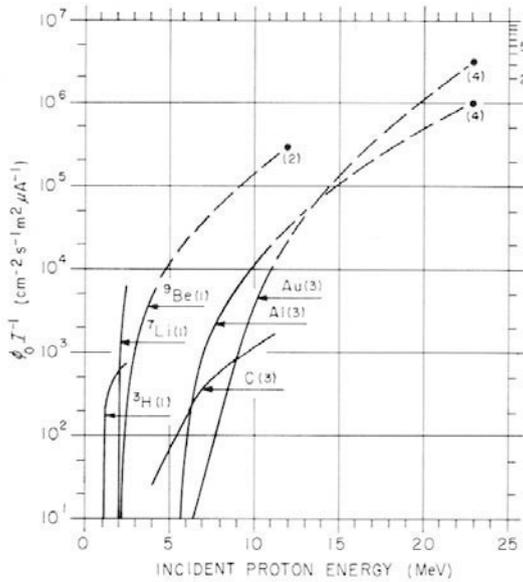


Figure 4.31 – Taux de production de neutrons en terme de fluence à 1 m engendré par des protons sur différentes cibles épaisses, d'après [36] avec l'autorisation de the National Council on Radiation Protection and Measurements, <http://NCRPpublications.org>.

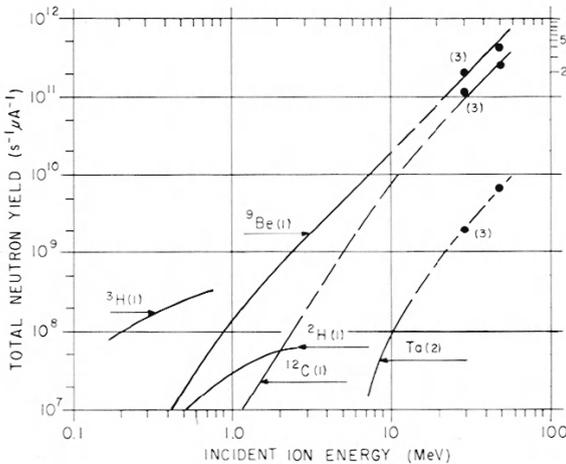


Figure 4.32 – Le taux de production neutrons engendré par des deutons sur différentes cibles épaisses (d'après [36], avec l'autorisation de The National Council on Radiation Protection and Measurements, <http://NCRPpublications.org>).

Calculons par exemple le débit de fluence à 2 mètres lors du bombardement d'une cible de carbone par des alphas, des protons ou des deutons d'énergie 10 MeV et d'intensité 10 μAe .

Cas des alphas. Sur la figure 4.30, on obtient un taux de production de $2 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \alpha^{-1}$, ce qui correspond pour une intensité de $10 \mu\text{Ae}$ au flux suivant :

$$\dot{N}_\alpha = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 6,25 \cdot 10^{13} (\alpha) \cdot \text{s}^{-1}$$

Soit un taux de production de neutrons de :

$$\dot{N}_n = 6,25 \cdot 10^{13} \times 2 \cdot 10^{-5} = 1,25 \cdot 10^9 (\text{n}) \cdot \text{s}^{-1}$$

Et finalement un débit de fluence de neutrons :

$$\dot{\Phi} = \frac{1,25 \cdot 10^9}{4 \times \pi \times 200^2} = 2,5 \cdot 10^3 (\text{n}) \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Cas des protons. Sur la figure 4.31, on obtient un taux de production de $1 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \mu\text{A}^{-1}$ à 1 mètre, soit un débit de fluence à 2 mètres pour $10 \mu\text{Ae}$:

$$\dot{\Phi} = 1 \cdot 10^3 \times 10 = 1,6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Cas des deutons. Le taux de production lu sur la figure 4.32 est de $8 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \mu\text{A}^{-1}$, ce qui donne un débit de fluence à deux mètres pour $10 \mu\text{Ae}$:

$$\dot{\Phi} = \frac{8 \cdot 10^9 \times 10}{4 \times \pi \times 200^2} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

On remarquera que les réactions induites par les deutons produisent des fluences de neutrons importantes et ce, même à basse énergie. Cela est imputable à la faible énergie de liaison des deux nucléons du deuton et à son caractère singulier de quasi double projectile.

4.8.2 Cas particulier des accélérateurs de deutons : effet de deutérisation

Les accélérateurs de deutons, à relativement basse énergie, sont largement employés en raison de leur propension à générer des neutrons secondaires. Il existe un phénomène physique propre aux deutons en tant que projectiles : la deutérisation. Ce principe peut être illustré par la mesure du débit d'équivalent de dose des neutrons autour d'une cible épaisse de cuivre bombardée par des deutons de 2 MeV sous une intensité de $5 \mu\text{A}$, mettant en évidence une augmentation du débit jusqu'à sa stabilisation autour d'une asymptote, comme montré par Bourgois *et al.* [4] (figure 4.33). À ce stade, le débit d'équivalent de dose mesuré est largement supérieur à ce que l'on s'attend à observer en raison de la faiblesse des sections efficaces de production de neutrons pour des deutons d'une telle énergie sur une cible de cuivre. L'explication en est la suivante : au cours du fonctionnement de la machine, les deutons ont tendance à s'implanter sur la cible par adsorption pour s'empiler en une couche de plus en plus épaisse qui s'apparente à une cible de deutérium. On assiste alors à l'occurrence de la réaction de fusion ${}^2_1\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3_2\text{He}$ significative pour ces énergies de deutons : ce processus est appelé « deutérisation ».

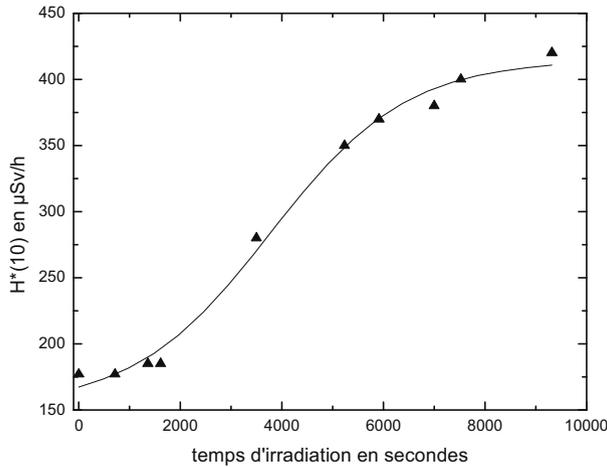


Figure 4.33 – Débit d'équivalent de dose neutrons autour d'un accélérateur de deutons, d'énergie de 2 MeV et d'intensité 5 μA bombardant une cible de cuivre, mettant en évidence le processus de deutérisation d'une cible [4].

Ce phénomène devient encore plus problématique dès lors que l'on se situe à des énergies inférieures à tout seuil de réaction de production de neutrons. À titre d'exemple, des deutons d'énergie de 40 keV interagissant sur une cible de cuivre sont en dessous de tout seuil de réactions neutrogènes. Or la deutérisation conduit à des réactions de fusion avec une section efficace de l'ordre de 3 mbarn. Comte *et al.* [9] ont mis ce phénomène en évidence lors d'une expérimentation consistant à bombarder une cible de cuivre avec des deutons. La figure 4.34 montre l'augmentation rapide du débit d'équivalent de dose neutronique imputable à ces réactions jusqu'à atteindre rapidement une asymptote.

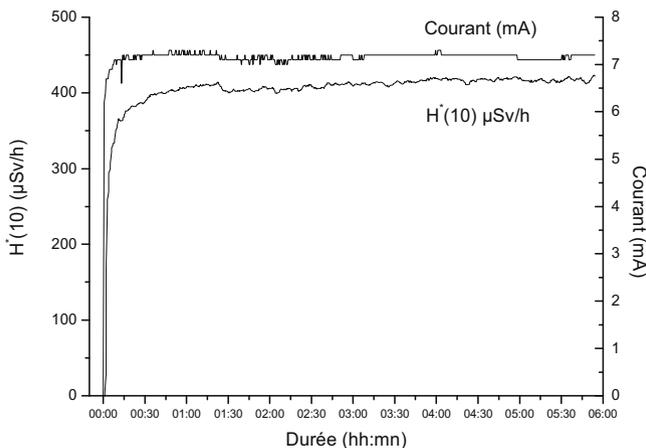


Figure 4.34 – Équivalent de dose neutrons autour d'un accélérateur de deutons de 40 keV bombardant une cible de cuivre en fonction du courant d'utilisation [9].

Ainsi, pour ce type de configuration, il est important de ne jamais omettre cette spécificité physique pouvant aboutir à des équivalents de dose dus aux neutrons significatifs.

4.8.3 Spectres des neutrons provoqués par des ions légers

Pour estimer l'équivalent de dose dû aux neutrons produits par l'interaction d'ions sur une cible, outre le flux, il y a lieu aussi de déterminer l'énergie de ces neutrons. L'énergie du neutron émergeant est donnée par (4.8).

Par exemple, prenons le bombardement d'une cible de ${}^7_3\text{Li}$ par des protons d'énergie $T_p = 10$ MeV. Une réaction probable est : ${}^7_3\text{Li}(p,n){}^7_4\text{Be}$. La chaleur de cette réaction est de $-1,644$ MeV [40].

| Particule/ion | Masse atomique (uma) [1] |
|-----------------------|--------------------------|
| ${}^7_3\text{Li}$ (X) | 7,016004 |
| p (a) | 1,007825 |
| n (b) | 1,008664 |
| ${}^7_4\text{Be}$ (Y) | 7,016929 |

Tableau 4.22 – Données de masse atomique pour la réaction ${}^7_3\text{Li}(p,n){}^7_4\text{Be}$.

La chaleur de réaction Q étant négative, il faut vérifier que l'énergie du proton incident est au moins égale à celle du seuil de réaction donné par l'équation (4.10).

$$E_s = -Q \times \frac{m_a + m_x}{m_x} = 1,644 \times \frac{1,007825 + 7,016}{7,016} = 1,9 \text{ MeV}$$

Pour des protons de 10 MeV, la réaction est donc possible. Considérons les neutrons à 0° . Nous avons d'après (4.8) :

$$u = \frac{\sqrt{1,007 \times 1,009 \times 10}}{1,009 + 7,055} = 0,4 \text{ MeV}^{1/2}$$

$$w = \frac{7,055 \times (-1,646) + 10 \times (7,055 - 1,007)}{1,009 + 7,055} = 6 \text{ MeV}$$

$$\text{soit } \sqrt{T_n} = u + \sqrt{u^2 + w} = 2,9 \text{ MeV}^{1/2} \quad \text{soit } T_n = 8,34 \text{ MeV}$$

Le tableau 4.23 donne les énergies de neutrons émis à 0° produits par un certain nombre d'ions de différentes énergies sur différentes cibles.

Pour des énergies plus importantes et sur des cibles de numéros atomiques Z élevés, les voies d'émission des neutrons peuvent être plurielles et notamment dans le cas particulier des deutons ; stripping, pick-up, désintégration dans le champ coulombien du noyau cible, spallation, évaporation... là encore, l'aspect quantitatif de l'émission neutronique sera estimé au moyen de la mesure ou de codes de calcul adaptés.

| Cible | ^{12}C | ^3H | ^7Li | ^2H | ^9Be | ^3H |
|------------------------|--|--------------|---------------|--------------|---------------|--------------|
| Ions accélérés | d | p | p | d | α | d |
| Énergie des ions (MeV) | Énergie en MeV des neutrons engendrés à 0° | | | | | |
| < 1 | – | – | – | 2,45 | 5,27 | 14,05 |
| 1 | 0,69 | – | – | 4,14 | 6,68 | 16,75 |
| 2 | 1,68 | 1,2 | 0,23 | 5,24 | 7,71 | 18,26 |
| 5 | 4,64 | 4,22 | 3,33 | 8,24 | 10,6 | 21,98 |
| 10 | 9,57 | 9,23 | 8,35 | 13,02 | 15,23 | 27,42 |

Tableau 4.23 – Énergie des neutrons engendrés à 0° par des ions.

4.8.4 Équivalent de dose neutronique autour des accélérateurs d'ions légers à faible énergie

Le calcul des équivalents de dose ambient neutronique autour des accélérateurs d'ions s'obtient trivialement en utilisant la formule classique du chapitre 3.

$$\dot{H}_{d1}^*(10) = h_{\Phi}^*(10) \cdot \dot{\Phi} = h_{\Phi}^*(10) \frac{Y}{4 \pi d_1^2}$$

Le taux de production Y peut être déterminé à partir du § 4.8 et le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambient » $h_{\Phi}^*(10)$ en connaissant l'énergie des neutrons d'après le § 4.8.3.

Calculons par exemple le débit d'équivalent de dose à deux mètres lors du bombardement d'une cible de carbone par des deutons, d'énergie 10 MeV et d'intensité 10 μAe . L'énergie du neutron émis lors de cette réaction est de 9,6 MeV (tableau 4.23), ce qui implique un facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambient » $h_{\Phi}^*(10) = 430 \text{ pSv}\cdot\text{cm}^2$. Le taux de production des neutrons par unité de courant est obtenu par la figure 4.32. On en déduit le débit de fluence des neutrons :

$$\dot{\Phi} = \frac{8 \cdot 10^9 \times 10}{4 \times \pi \times 200^2} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Par conséquent, le débit d'équivalent de dose ambient à 2 mètres dû aux neutrons produits par la réaction est :

$$\dot{H}^*(10) = 1,6 \cdot 10^5 \times 430 \cdot 10^{-12} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ Sv} \cdot \text{s}^{-1} \left(0,25 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} \right)$$

4.8.5 Équivalent de dose neutronique autour des accélérateurs de protons de haute énergie

Pour des protons d'énergie importante, l'approche décrite ci-dessus n'est plus valable. En effet, à ces énergies, les flux de neutrons engendrés et le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambient » moyen est plus

difficile à estimer. Sullivan [47] propose une expression analytique pour le calcul des débits d'équivalent de dose neutrons dus à l'interaction de protons de haute énergie sur une cible épaisse. Le résultat s'obtient directement par l'équation (4.47). Cette formulation est valable entre 10 et 1000 MeV et a été validée par des données expérimentales pour des énergies comprises entre 50 et 800 MeV.

$$H^*(10) = \frac{2 \cdot 10^{-10} \left[1 - \exp\left(-5,7 \cdot 10^{-5} (T_p)^{1,6}\right) \right]}{\left(\theta + 1265 / \sqrt{T_p} \right)^2} \tag{4.47}$$

Avec $H^*(10)$ l'équivalent de dose à une distance d (en mètre) de la cible épaisse (en Sv pour un proton) ; T_p l'énergie des protons (en MeV) ; θ l'angle entre le faisceau incident de proton et l'observateur (en degrés).

La courbe de la figure 4.35 donne cet équivalent de dose pour un proton à un mètre de la cible pour différents angles d'observation.

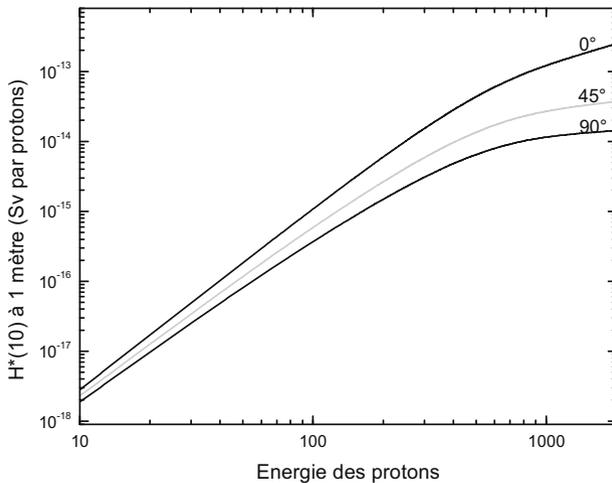


Figure 4.35 – Équivalent de dose neutron provoqué par un faisceau de protons sur une cible épaisse.

Par exemple, prenons un accélérateur de protons pour la protonthérapie (e.g. Etoile). L'énergie typique pour ce type de machine est de 250 MeV pour une intensité considérée de $1 \cdot 10^{10}$ (p)·s⁻¹. Pour 250 MeV et pour un observateur à 90°, l'équation (4.47) donne :

$$H^*(10) = \frac{2 \cdot 10^{-10} \times \left[1 - \exp\left(-5,7 \cdot 10^{-5} \times 250^{1,6}\right) \right]}{\left(90 + 1265 / \sqrt{250} \right)^2} = 2,25 \cdot 10^{-15} \text{ Sv} \cdot (\text{proton}^{-1})$$

Soit pour $1 \cdot 10^{10} \text{ (p) \cdot s}^{-1}$ le débit d'équivalent de dose neutrons $\dot{H}^*(10) = 2,25 \cdot 10^{-15} \times 1 \cdot 10^{10} \times 3600 = 80 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$ à 90° et à un mètre de la cible.

4.9 Terme source lié aux produits d'activation

Du point de vue de la radioprotection, après s'être intéressé au risque instantané lié à l'irradiation d'une cible, cette activité rémanente constitue le risque radiologique après arrêt du faisceau, à l'instar de la problématique post-combustion des combustibles irradiés.

4.9.1 Radionucléides produits par activation

Les processus d'activation sont décrits dans la figure 4.36. Elle représente schématiquement une table des radionucléides avec les isotopes en lignes et les isobares en diagonales. On y décrit comment, à partir d'une table des isotopes, le noyau résiduel est obtenu à partir d'une réaction nucléaire donnée. Par exemple, un noyau stable ${}^A_Z X$ collisionné par des protons, lors d'une réaction (p,n) se transforme en ${}^A_{Z+1} Y$. Ainsi, la production de ${}^{18}\text{F}$ pour la médecine nucléaire dans un cyclotron s'obtient au moyen d'une réaction de ce type ${}^{18}_8\text{O}(\text{p},\text{n}){}^{18}_9\text{F}$.

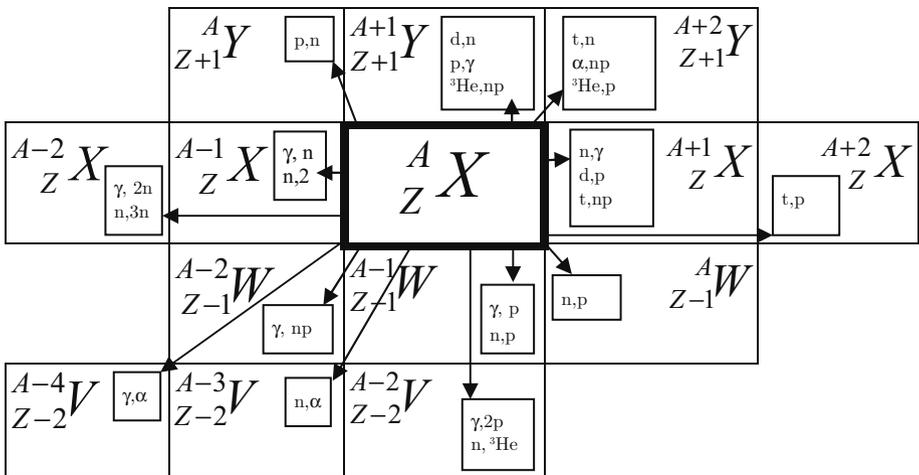


Figure 4.36 – Processus d'activation.

Un autre cas d'étude pourrait être l'activation possible de l'air ambiant dans une installation de radiothérapie utilisant des photons de 20 MeV. L'air est constitué en majorité d'oxygène et d'azote (on ne considérera en première approche que le ${}^{16}\text{O}$ et le ${}^{14}\text{N}$). À ce stade, il convient de déterminer les seuils des réactions (données dans [18]). Les réactions possibles sont données dans les tableaux 4.24 et 4.25.

| Réactions | γ, n | γ, p | γ, t | $\gamma, {}^3\text{He}$ | γ, α | $\gamma, 2n$ | γ, np | $\gamma, 2p$ | $\gamma, 3n$ |
|--------------|-------------|-------------|-------------|-------------------------|------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| Seuil en MeV | 10,55 | 7,55 | 22,74 | 20,74 | 11,61 | 30,62 | 12,50 | 25,08 | 46,24 |

Tableau 4.24 – Réactions photonucléaires sur l'azote 14.

| Réactions | γ, n | γ, p | γ, t | $\gamma, {}^3\text{He}$ | γ, α | $\gamma, 2n$ | γ, np | $\gamma, 2p$ | $\gamma, 3n$ |
|--------------|-------------|-------------|-------------|-------------------------|------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| Seuil en MeV | 15,66 | 12,13 | 25,03 | 22,79 | 7,16 | 28,89 | 22,96 | 33,34 | 52,06 |

Tableau 4.25 – Réactions photonucléaires sur l'oxygène 16.

Les parties grisées du tableau sont les réactions non permises à 20 MeV (seuil de réaction supérieure à cette valeur). Les réactions potentielles à cette énergie sont les suivantes : ${}^{14}\text{N}(\gamma, n){}^{13}\text{N}$ (noyau radioactif de période 9,97 minutes) ; ${}^{14}\text{N}(\gamma, p){}^{13}\text{C}$ (noyau stable) ; ${}^{14}\text{N}(\gamma, \alpha){}^{10}\text{B}$ (noyau stable) ; ${}^{14}\text{N}(\gamma, np){}^{12}\text{C}$ (noyau stable) ; ${}^{16}\text{O}(\gamma, n){}^{15}\text{O}$ (noyau radioactif de période 2,04 minutes) ; ${}^{16}\text{O}(\gamma, p){}^{15}\text{N}$ (noyau stable) ; ${}^{16}\text{O}(\gamma, \alpha){}^{12}\text{C}$ (noyau stable).

Ainsi, lors d'une radiothérapie par des photons de 20 MeV, l'air s'active pour former les deux éléments radioactifs : ${}^{13}\text{N}$ et ${}^{15}\text{O}$.

4.9.2 Calcul de l'activité issue d'une réaction donnée

Soit une cible ayant un nombre N_C de noyaux, soumise à un débit de fluence $\dot{\Phi}$ avec une section efficace de réaction σ , créant N_R noyaux d'un isotope radioactif de constante radioactive λ , créant N_F noyaux fils par désintégration. Le processus d'activation peut se décrire par l'équation différentielle suivante :

$$\begin{aligned}
 dN_R(t) = & N_C \cdot \sigma \cdot \dot{\Phi}(t) \cdot dt && \text{production par activation} \\
 & - \lambda \cdot N_R(t) \cdot dt && \text{disparition par décroissance} \\
 & - \sigma \cdot \dot{\Phi} \cdot N_R(t) \cdot dt && \text{disparition par activation du noyau produit}
 \end{aligned}
 \tag{4.48}$$

À noter que cette expression est valable à la condition que la décroissance d'un des fils ne conduise pas à un isotope cible.

La résolution de l'équation différentielle (4.48) donne le nombre de noyaux cibles ainsi formés pour un temps d'irradiation t_i . Elle est donnée par l'équation (4.49).

$$N_R(t_i) = \frac{N_C \sigma \dot{\Phi}}{(\lambda + \sigma \dot{\Phi})} \left[1 - \exp(-(\lambda + \sigma \dot{\Phi}) t_i) \right]
 \tag{4.49}$$

Si on néglige la disparition des noyaux cibles lors de l'irradiation (c'est le cas quand $\sigma \dot{\Phi} \ll \lambda$ et $\sigma \dot{\Phi} t \rightarrow 0$). L'activité au bout d'un temps t_i est alors donnée par l'équation (4.50).

$$A_R(T_i) = N_C \sigma \dot{\Phi} \left[1 - \exp(-\lambda t_i) \right]
 \tag{4.50}$$

Soit encore l'activité massique par unité de masse donnée par l'équation (4.51).

$$A_m(t) = f \frac{\eta_A}{A} \sigma \dot{\Phi} [1 - \exp(-\lambda t_i)] \quad (4.51)$$

Ainsi, après une période d'irradiation t_i , puis un arrêt durant t_d , on obtient l'expression (4.52) pour l'activité massique.

$$A_m(t_i + t_d) = f \frac{\eta_A}{A} \sigma \dot{\Phi} [1 - \exp(-\lambda t_i)] \exp(-\lambda t_d) \quad (4.52)$$

avec : η_A nombre d'Avogadro ; A masse atomique de la cible (g) ; f abondance isotopique de la cible ; σ section efficace (cm^2) ; $\dot{\Phi}$ débit de fluence ($\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$) ; λ constante radioactive (s^{-1}) ; t_i temps d'irradiation (s) ; t_d temps après la fin de l'irradiation (s).

La figure 4.37 décrivant l'équation (4.52) présente schématiquement l'allure de la production d'un isotope par activation. L'activité maximale que l'on peut produire, appelée aussi « activité à saturation », est de $N_C \sigma \dot{\Phi}$. Lorsque le radionucléide créé est de courte période, l'activité arrive rapidement à sa valeur maximale à saturation ; par contre, dès que le flux d'activation est arrêté, l'activité décroît rapidement. *A contrario*, lors de la création d'une période plus longue, l'activité augmente lentement pour décroître lentement lorsque le flux s'arrête.

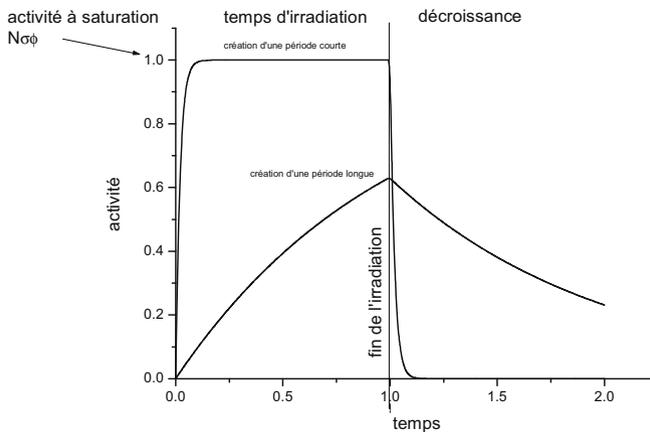


Figure 4.37 – Évolution de l'activité dans la phase d'activation et de refroidissement d'une cible.

Calculons à titre d'exemple l'activité du radionucléide créé par la réaction (n,2n) produite sur une cible d'azote par un débit de fluence neutronique de $1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ d'énergie de 14 MeV pendant une heure et après un temps de décroissance de 10 minutes. L'azote est composé à 99,634 % de $^{14}_7\text{N}$ et à 0,366 % de $^{15}_7\text{N}$ d'après la table des isotopes [39]. Nous nous intéresserons uniquement à l'activation du $^{14}_7\text{N}$.

La réaction en question donne ${}^{14}_7\text{N}(n,2n){}^{13}_7\text{N}$. Le radionucléide ${}^{13}\text{N}$ a une période d'environ 10 minutes. La section efficace d'activation de la réaction ${}^{14}_7\text{N}(n,2n){}^{13}_7\text{N}$ pour des neutrons de 14 MeV est de 6,3 mbarn (d'après la bibliothèque JEFF 3.3, données obtenues sur le site Nuclear data viewer [40]). On a donc l'activité spécifique :

$$\frac{A(T_i)}{m} = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{14} \times 0,99634 \times 6,3 \cdot 10^{-27} \times 1 \cdot 10^{12} \\ \times \left(1 - \exp\left(-\frac{\ln(2) \times 60}{10}\right) \right) \times \exp\left(-\frac{\ln(2) \times 10}{10}\right) = 133 \text{ MBq/g}$$

4.9.3 Problèmes de radioprotection liés à l'activation

Certaines machines « à l'arrêt » telles que les accélérateurs de particules peuvent émettre des rayonnements en raison de l'activation intrinsèque des structures de la machine ; cette activation ayant été créée par l'interaction des particules primaires ou secondaires avec l'environnement de la machine. Outre les structures, l'activation peut se produire dans l'air environnant la machine, ce qui peut aussi induire un risque d'exposition interne lié à l'inhalation des radionucléides ainsi produits.

Enfin, lors du démantèlement d'une installation ayant fonctionné avec la présence de neutrons ou de particules de hautes énergies, il faut prendre en compte les déchets radioactifs produits par ce phénomène. Pour cela, l'estimation par calcul et la validation par des mesures des activités résiduelles doivent être entreprises. Une telle démarche a été réalisée par exemple pour le démantèlement d'un accélérateur de protons de haute énergie Saturne au CEA de Saclay [35].

4.10 Émission de rayonnements par des machines « exotiques »

Dans ce paragraphe, il nous a semblé pertinent d'évoquer des machines pour lesquelles la fonction première n'est pas d'émettre des rayonnements, mais qui, par leur principe de fonctionnement, peuvent induire des productions non négligeables de rayonnements ionisants et donc des problèmes de radioprotection.

La plupart de ces machines sont des instruments qui présentent un champ électrique très intense. Sous l'effet de ce champ, des électrons libres sont arrachés aux parois et accélérés dans ce champ, ces mêmes électrons interagissent avec la matière pour produire à leur tour des photons de freinage. Parmi ces dispositifs, nous pouvons citer, entre autres, les générateurs d'hyperfréquences de grande puissance de type klystron ou magnétron. Une autre source suscep-

tible de générer des champs électriques extrêmement élevés est l'interaction de laser de très grande luminosité avec la matière. Nous proposons d'illustrer cette partie avec ces deux types de machines.

4.10.1 Klystrons

Les klystrons permettent d'obtenir des ondes hyperfréquences (de l'ordre du GHz) de très grande puissance (de l'ordre du mégawatt crête). Ils sont couramment utilisés dans les radars ou encore pour créer l'onde électromagnétique dans un accélérateur de particules de type Linac. Ainsi, un accélérateur pour la radiothérapie ne pourrait fonctionner sans ce dispositif. Un oscillateur classique ne peut engendrer les puissances élevées nécessaires au fonctionnement des accélérateurs ou des radars. Les klystrons sont donc des amplificateurs de puissance haute fréquence. Une amplification classique avec des transistors ou des thyristors ne pourrait engendrer les puissances désirées. Le principe consiste à transporter le gain en énergie *via* un faisceau d'électrons modulé à la fréquence désirée. La figure 4.38 présente succinctement le fonctionnement d'un klystron.

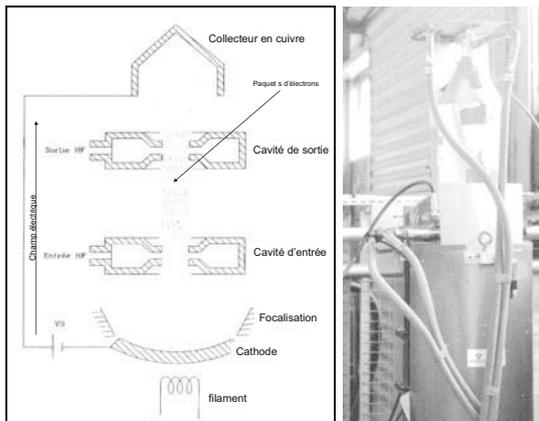


Figure 4.38 – Schéma de principe de fonctionnement et photographie d'un klystron [5].

Des électrons focalisés sont accélérés une première fois par une tension continue V_0 . Ils sont modulés par le signal haute fréquence à amplifier, appliqué à une cavité d'entrée. Certains d'entre eux, en phase avec ce signal lors de leur passage dans la cavité, acquièrent une énergie supplémentaire : ainsi, leur énergie peut être doublée. Ils rattrapent ceux qui, transmis plus tôt, ont été freinés : il y a groupement en paquet des électrons. Ces paquets excitent la cavité de sortie. Une partie de l'énergie cinétique des électrons ($\approx 40\%$) est ainsi prélevée et transformée en haute fréquence. L'autre partie est transformée en rayonnement photonique dans le collecteur où ils sont finalement arrêtés. Eu égard aux tensions d'accélération (quelques centaines de kilovolts) et aux

courants d'électrons (quelques centaines d'ampères), il y a lieu de considérer les klystrons comme des générateurs X en sachant par ailleurs que la plupart d'entre eux ont un collecteur en cuivre blindé par du plomb. Cependant, il convient de vérifier lors de la mise en service de ces appareils que les débits d'équivalent de dose engendrés sont compatibles avec les zones de radioprotection où ils sont installés.

À titre d'exemple, Bourgois *et al.* [5] montrent que sur un klystron avec les caractéristiques suivantes : $V_0 = 93$ kV ; $I_0 = 68$ A ; rendement 40 % ; fréquence HF 1,5 GHz ; puissance HF en sortie 1 MW crête ; le débit d'équivalent de dose maximal mesuré est 32 mSv·h⁻¹. Pour limiter ce débit d'équivalent de dose à $0,5$ μSv·h⁻¹, il y a lieu d'interposer 5 mm de plomb.

4.10.2 Laser ultra haute intensité

Le développement des systèmes laser de ultra haute intensité UHI dans le début des années 1980 a permis d'étudier l'interaction lumière-matière dans le domaine relativiste [33]. Lors de cette interaction laser-matière, des particules secondaires (électrons, protons, neutrons...) peuvent être émises et induire des risques de radioprotection. Lors de la propagation dans un plasma peu dense, une impulsion brève (quelques dizaines de femtosecondes) et extrêmement intense (plus de $1 \cdot 10^{18}$ W/cm²) expulse les électrons qu'elle rencontre et crée ainsi dans son sillage une onde électrostatique de grande vitesse de phase et de forte amplitude : les champs produits peuvent atteindre une centaine de GV/m [31]. Avec un tel champ électrique, les particules chargées (très peu liées dans ce plasma) acquièrent des énergies importantes comparables à celles des accélérateurs de particules pouvant produire des rayonnements secondaires comme des photons de freinage, des photoneutrons ou des neutrons issus de réactions nucléaires.

Cette énergie s'étale sur un spectre pouvant aller jusqu'à 1 GeV [33] pour les lasers les plus puissants.

Plusieurs auteurs (par exemple [32] ; [2] ; [15]) proposent d'approcher la distribution expérimentale en énergie des électrons émis, au moyen d'une maxwellienne relativiste définie selon l'équation (4.53).

$$N(E) dE \propto \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \quad (4.53)$$

où la température T (en MeV) est reliée à l'intensité du laser I et sa longueur d'onde λ par l'équation (4.54) [15].

$$T \approx \left(\frac{I \lambda^2}{1 \cdot 10^{19}}\right)^{1/2} \quad (4.54)$$

À titre d'exemple, Lefebvre *et al.* [32] donnent le spectre d'électrons pour un laser avec un éclairement de $3 \cdot 10^{18}$ W·cm⁻² lors de l'interaction sur une cible d'hélium sous forme gazeuse. Ce spectre est donné dans la figure 4.39. De même, cette référence [32] donne le spectre d'électrons pour un éclairement de

$2 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour des cibles de plastique de différentes épaisseurs (figure 4.40). On remarque que la température maxwellienne dépend du type de cible et de son épaisseur. De même, la distribution en énergie dépend de l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau du laser.

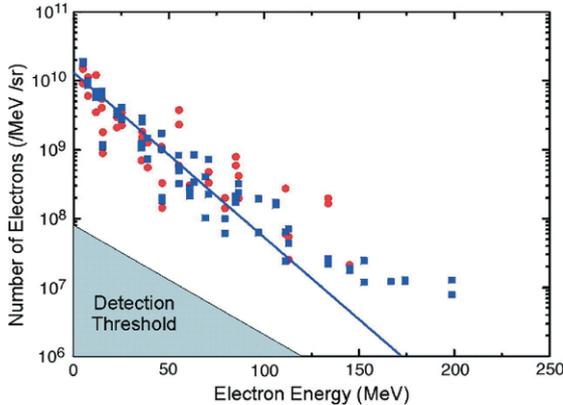


Figure 4.39 – Spectre énergétique mesuré des électrons accélérés dans le plasma le long de l'axe du laser [32], avec l'autorisation de l'IAEA.

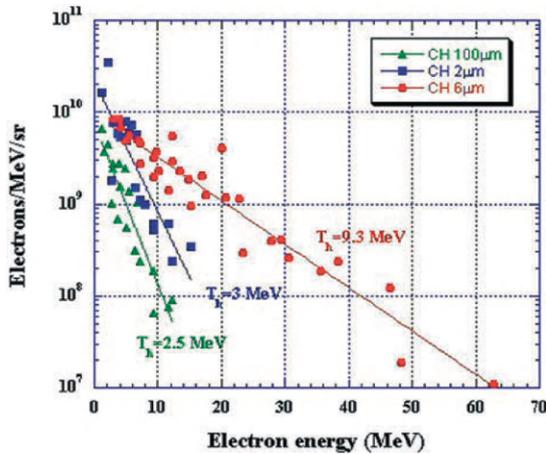


Figure 4.40 – Spectre d'électrons le long de l'axe laser pour trois différentes épaisseurs de plastique [32], avec l'autorisation de l'IAEA.

Toupin *et al.* [27] montrent que l'éclairement par un laser de ultra haute intensité d'une cible solide de deutérium engendre des neutrons de fusion par la réaction ${}^2_1\text{H}(d,n){}^3_2\text{He}$. La figure 4.41 donne la distribution angulaire des neutrons en fonction de la densité du plasma - $n_c(\text{cm}^{-3}) = 1 \cdot 10^{21}/\lambda_0^2$ et λ_0 la longueur d'onde du laser en μm - et de l'éclairement de la cible (W/cm^2). On montre alors que ces deux paramètres influent sur l'isotropie et le flux de neutrons émis.

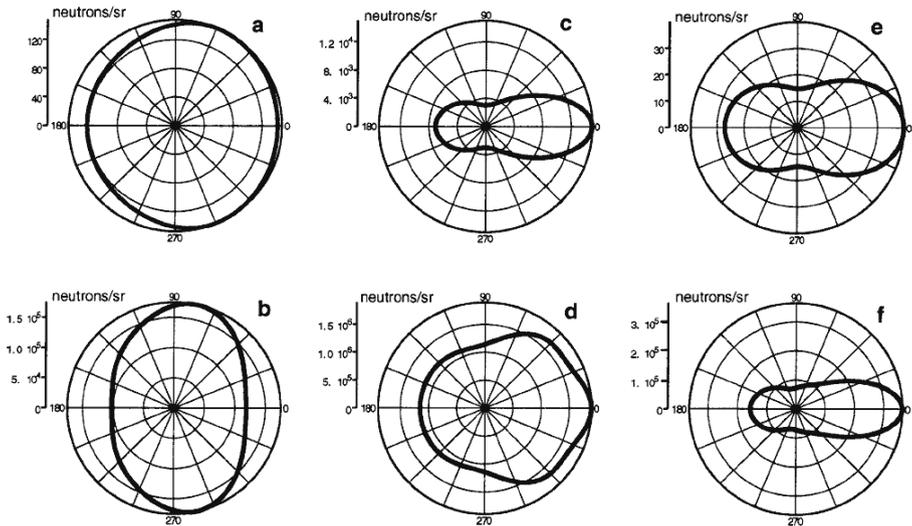


Figure 4.41 – Distribution des neutrons due à l'éclairement laser d'une cible de deutérium : **a)** $n_{e0} = 4n_c I_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$; **b)** $n_{e0} = 4n_c I_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$; **c)** $n_{e0} = 10n_c I_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$; **d)** $n_{e0} = 10n_c I_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$; **e)** $n_{e0} = 50n_c I_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$; **f)** $n_{e0} = 50n_c I_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ [27], avec l'autorisation de l'American Institute of Physics.

On remarque sur la figure 4.39 que le spectre d'électrons s'étend jusqu'à 200 MeV. Ainsi, l'interaction de ces électrons avec la matière va générer des photons de haute énergie par freinage (voir le § 4.7.3) et des neutrons de réactions photonucléaires (voir le § 4.7.4). Ainsi, la radioprotection de ce type de machine s'étudie comme celle d'un accélérateur de particules de haute énergie à part entière. Néanmoins, les données d'entrée sont difficiles à obtenir : les flux, les spectres et les particules émises dépendant beaucoup des paramètres laser et des cibles utilisées. Ce type de calcul est réalisé par le couplage d'un code pour l'interaction à haute intensité tel que CALDER avec un code Monte-Carlo de transport de particules tel que MCNPX [31]. Néanmoins, ce type de calcul n'est accessible qu'avec des calculateurs massivement parallèles.

De même, des mesures de radioprotection ont été réalisées sur ce type de machine [3] pour un laser avec un éclairement de $3 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Elles montrent qu'au contact de la chambre d'expérience, l'équivalent de dose est maximal dans la direction de 20° par rapport à l'axe du laser et peut atteindre 82 mSv pour les photons et 760 μSv pour les neutrons pour 150 tirs laser. Ainsi, au vu de ces résultats, la radioprotection de ce type d'installation n'est pas à négliger car les réactions engendrent des équivalents de dose « flash » importante. Par ailleurs, comme dans le cas des accélérateurs d'électrons de haute énergie, les photons constituent la source majeure d'exposition externe.

CI 4.1 : Démonstration de l'équation (4.8)

Le principe de la conservation de l'énergie s'applique à la réaction, ainsi les trajectoires de a , b , Y sont dans un même plan.

$$\vec{P}_a = \vec{P}_b + \vec{P}_Y$$

Soit :

$$\begin{cases} m_a V_a = m_Y V_Y \cos(\varphi) + m_b V_b \cos(\theta) \\ m_Y V_Y \sin(\varphi) - m_b V_b \sin(\theta) = 0 \end{cases}$$

ou

$$\begin{cases} m_Y V_Y \cos(\varphi) = m_a V_a - m_b V_b \cos(\theta) \\ m_Y V_Y \sin(\varphi) = m_b V_b \sin(\theta) \end{cases}$$

En élevant au carré les deux expressions précédentes et en les additionnant, il vient :

$$m_Y^2 V_Y^2 = m_a^2 V_a^2 + m_b^2 V_b^2 - 2m_a V_a m_b V_b \cos(\theta)$$

En introduisant les énergies cinétiques T , il vient :

$$m_Y T_Y = m_a T_a - 2\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos(\theta) + m_b T_b$$

Éliminons E_S à l'aide de (4.7), on obtient :

$$Q = T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_Y} \right) - T_a \left(1 + \frac{m_a}{m_Y} \right) - \frac{2}{m_Y} \sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos(\theta)$$

On cherche à connaître l'énergie du projectile b . Si l'on considère la variable $\sqrt{T_b}$, nous avons affaire à une équation du second degré dont la solution est donnée par l'équation (4.8).

Références

- [1] Audi G, Wapstra AH (1995) The 1995 update to the atomic mass evaluation. *Nucl Phys A* 595 Vol. 4, 409-480.
(données disponibles sur <http://amdc.in2p3.fr/web/mass95.html>)
- [2] Belyaev VS, Vinogradov VI, Matafonov AP, Krainov VP, Lisitsa VS, Faenov AY, Andrianov VP, Ignatiev GN, Kozhunov YI, Kozlov OB. Neutron Production in picosecond laser-generated plasma on a Be Target. *Phys Atom Nucl* Vol. 69, n°6, 919-923.
- [3] Borne F, Delacroix D, Gelé JM, Massé D, Amiranoff F (2002) Radiation protection for an ultra-high intensity laser. *Radiat Prot Dosim* Vol. 102, n° 61-70.
- [4] Bourgois L, Masson L, Bertereau G (1993) Mesures des niveaux d'exposition auprès du Van de Graaff de la microsonde nucléaire fonctionnant en deutons. Rapport interne CEA DCE-S/DSCE/SRI-A/93-1058.
- [5] Bourgois L, Petit G (1993) Protection à mettre en place autour du collecteur du klystron prévu pour les cavités supraconductrices à 9 cellules. Rapport interne CEA DCE-S/DSCE/SRI-A/93-327.
- [6] Bourgois L, Delacroix D, Ostrowsky A (1997) Use of bubble detector to measure neutron contamination of a medical accelerator photon beam. *Radiat Prot Dosim* Vol. 74 N°4, 239-246.
- [7] Bourgois L, Zerbib JC, Delacroix D (1998) The Forbach accident – What is the situation now: do we really use the feedback experience? 2nd European alara network workshop on good radiation practices in industry and research.
- [8] Comte N, Bourgois L, Bourion JP (2004) Organisation et schéma de calcul de conséquences radiologiques en situation accidentelle au CEA de Saclay : logiciel SENTINEL. Rapport interne DEN/SAC/SPR/SERD/DF/001.
- [9] Comte N, Gobin R, Fardeau F, Bogard D, Guillo H, Leroy PA (2004) Compte rendu d'expérience de mesures neutroniques avec un faisceau intense de deutons (5 mA – 40 keV) sur silhi. Rapport interne CEA DEN/SAC/DSP/SPR/SERD/2004-0276.
- [10] Cranberg L, Frye G, Nereson N, Rosen L (1956) Fission neutron spectrum of U235. *Phys Rev* Vol. 103, n°3.
- [11] Delacroix D, Guerre JP, Leblanc P (2006) *Radionucléides & radioprotection*. EDP Sciences.
- [12] Directive 96/29/Euratom du conseil du 13 mai 1996, fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants, L 159 ISSN 0378-7060.
- [13] Fardeau F, Guillo H (2010) Contrôle externe de radioprotection de générateurs de rayonnement X. Trois rapports internes CEA Saclay, Service de protection contre les rayonnements.
- [14] Gorshkov GV, Zybakin VA, Tsvetkov OS (1962) Neutron yield from the reaction (α , n) in Be, B, C, O, F, Mg, Al, Si, and granite irradiated with polonium α particles. *Atomic Energy* Vol. 13, No 1, 654-657.
- [15] Hatchett SP, Brown CG, Cowan TE, Henry EA, Johnson J, Key MH, Koch JA, Landon AB, Lasinski BF, Lee AJ, Mackinnon AJ, Pennington DM, Perry MD, Phillips TW, Roth M, Sangster TC, Singh MS, Snavely RA, Stoyer MA, Wilks SC, Yasuike K

- (1999) Electron, Photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. LLNL UCRL-JC-135029.
- [16] Hunter HF, Ballou NE (1951) Fission product decay rates. *Nucleonics* Vol. 9, 5.
- [17] IAEA (1990) Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes, Technical Reports Series No. 318, IAEA, Vienna.
- [18] IAEA (2000) Handbook on photonuclear data for application. Cross section and spectra. IAEA-TECDOC, 1178, IAEA, Vienna.
- [19] IAEA (1979) Radiological Safety Aspects of the operation of electron Linear Accelerators – IAEA Technical reports series n°188.
- [20] IAEA (2008) Handbook of nuclear data for safeguards: database extensions, august 2008. International Nuclear Data Committee. INDC(NDS)-0534.
- [21] ICRP (1971) Protection against Ionizing Radiation from External Sources and Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources, publication 15 and 21.
- [22] ICRP (1987) Data for use in radiological protection against external radiation. ICRP publication 51. Pergamon Press.
- [23] ICRP (1995) Conversion coefficients for Use in Radiological Protection Against External Radiation, publication 74.
- [24] ICRP (2007) Nuclear decay data for dosimetric calculations. Publication 107.
- [25] ICRU (1985) Stopping Powers for electrons and positrons. Publication 37.
- [26] ISO (2002) Norme NF ISO 8529-1 Rayonnements neutroniques de référence partie 1 : Caractéristiques et méthodes de production.
- [27] Toupin C, Lefebvre E, Bonnau G (2001) Neutron emission from a deuterated solid irradiated by an ultraintense laser pulse. *Phys Plasmas* Vol. 8, 3, 1011-1021.
- [28] Koch HW, Motz (1959) Bremsstrahlung cross section formulas and related data. *Rev Mod Phys* Vol. 31, n°4, 920-956.
- [29] Leclère AST (2001) An evaluation of bremsstrahlung cross-section for keV to GeV electrons. Thesis presented to the graduate school of the university of Florida. University of Florida.
- [30] Lee CM, Kissel L, Pratt RH, Tseng HK (1976) Electron bremsstrahlung spectrum, 1–500 keV. *Phys Rev A* Vol. 13, n°5, 1714-1727.
- [31] Lefebvre E, Davoine X, Beck A, Rechatin C, Faure J, Malka V (2009) Contrôle tout optique des faisceaux d'électrons accélérés par sillage laser. *Revue Chocs avancées 2009/avancées scientifiques et techniques*, CEA, Direction des applications militaires.
- [32] Lefebvre E, Cochet N, Fritzier S *et al.* (2003) Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions. *Nucl Fusion* 43, 629-633.
- [33] Malka V, Faure J, Gauduel YA, Lefebvre E, Rousse A, Ta Phuoc K (2008) Principles and applications of compact laser-plasma accelerators. *Nature physics* Vol. 4, 447-453.
- [34] Maslov VM, Porodzinskij YV, Baba M, Hasegawa A, Kornilov N, Kagalenko AB, Teterova NA (2003) Prompt fission spectra of $^{238}\text{U}(n,f)$ above emissive fission threshold. *Eur Phys J A* 18, 93-102.
- [35] Masson L, Bourgeois L (2000) Calculs et mesures de l'activation induite dans les bétons de protection d'un accélérateur d'ions de haute énergie. *Radioprotection* Vol. 35, n°3, 311-334.

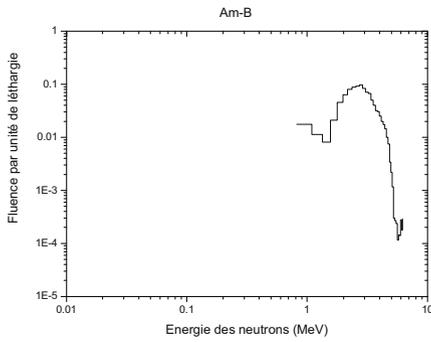
- [36] NCRP (1977) Radiation protection design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities – NCRP Report n° 51.
- [37] Pagès L, Bertel E, Joffre H, Sklavenitis L (1972) Energy loss range, and bremsstrahlung yield for 10 keV to 100 MeV electrons. *Atom Data Nucl Data* Vol. 4, N°1.
- [38] Pratt RH, Tseng HK, Lee CM, Kissel L, MacCallum C, Riley M (1977) Bremsstrahlung energy spectra from electrons of kinetic energy $1 \text{ keV} \leq T \leq 2000 \text{ keV}$ Incident on neutral atoms $2 \leq Z \leq 92$ *Atom. Data Nucl Data Tables* 20.
- [39] The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0, February 1999 SYF Chu1, LP Ekström and RB Firestone, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>.
- [40] Nuclear data viewer Los Alamos Laborator, <http://t2.lanl.gov/data/ndviewer.html>.
- [41] Pelowitz DB (2005) MCNPX User's manual version 2.5.0. LA-CP-05-0369.
- [42] Russel B, Sachs D, Wattenberg A, Fields R (1948) Yields of neutrons from photo-neutron sources. *Phys Rev second series* Vol. 73, N°6, 545-549.
- [43] Seltzer SM (1988) Cross section for bremsstrahlung production and electron impact ionization. In *Monte Carlo transport of electrons and photons*, edited by TM Jenkins, WR Nelson and A Rindi (Plenum press, New York).
- [44] Shin K, Hibi K, Fujii M, Uwamino Y, Nakamura T (1984) Neutron and photon production from thick targets bombarded by 30 MeV p, 33 MeV d, 65 MeV ^3He , and 65 MeV α ions: Experiment and comparison with cascade Monte Carlo calculations *Phys Rev C* Vol. 29, N°4.
- [45] Shultis JK, Faw RE (2000) Radiation Shielding. American Nuclear Society, Inc.
- [46] Staples P, Egan JJ, Kegel GHR, Mittler A, Woodring ML (1995) Prompt fission neutron energy spectra induced by fast neutrons. *Nucl Phys A* 591, 41-60.
- [47] Sullivan AH (1992) A guide to radiation and radioactivity levels near high energy particle accelerators Nuclear Technology Publishing Ashford, Kent, TN23 1JW ISBN 1 870965 18 3.
- [48] Tagziria H, Roberts NJ, Thomas DJ (2003) Measurement of the ^{241}Am -Li radionuclide neutron source spectrum. *Nucl Inst Meth A* 510, 346-356.
- [49] Terrell J (1959) Fission neutron spectra and nuclear temperature. *Phys Rev* Vol. 113, N°2.
- [50] Tseng HK, Pratt RH (1971) Exact screened calculation of atomic field bremsstrahlung. *Phys Rev A* 3, 100.
- [51] Tsilanizara A, Diop CM *et al.* (2000) DARWIN: An Evolution code system for a large range of applications (Proceedings of the 9th International Conference on Radiation Shielding, Tsukuba, Japan, 1999), *J Nucl Sci Technol* Suppl. 1, 845-849.
- [52] Tucker DM, Barnes G, Chakraborty DP (1991) Semiempirical model for generating tungsten target X-ray spectra. *Med Phys* 18(2), 211-218.
- [53] Valentine TE (2001) Evaluation of prompt fission gamma rays for use in simulating nuclear safeguard measurements. *Annals of Nuclear Energy* 28, 191-201.
- [54] Verbeke JM, Hagmann, Wright C (2010) Simulation of neutron and gamma ray emission from fission and photofission. Lawrence Livermore National Laboratory. UCRL-AR-228518.

- [55] Verbinsky VV, Weber H, Sund RE (1973) Prompt gamma rays from $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{239}\text{Pu}(n,f)$, and spontaneous fission of ^{252}Cf . *Phys Rev C* Vol. 7, n°3, 1173-1185
- [56] Watt BE (1952) Energy spectrum of neutrons from thermal fission of U235. *Phys Rev* Vol. 87, n° 6.
- [57] Wattenberg A (1947) Photo-neutron sources and the energy of the photo-neutrons. *Phys Rev* Vol. 71, n°8, 497-507.
- [58] Swanson WP (1978) Calculation of Neutron Yields Released by Electrons near the Photoneutron Threshold Stanford Linear Accelerator Center SLAC-PUB-2211.

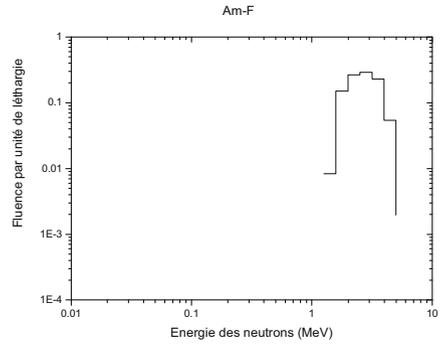
Annexe 1

Spectres neutroniques des principales sources (α,n) et (γ,n)

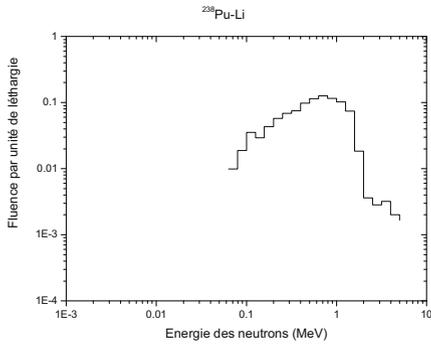
Les données présentées sont la fluence par unité de léthargie, normalisée à une fluence unitaire.



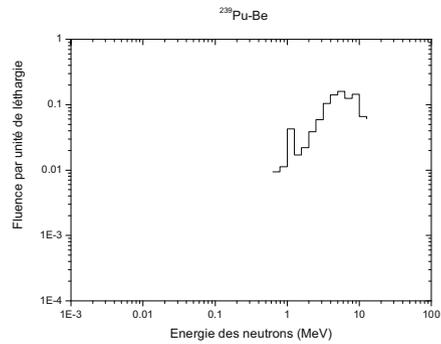
Source Am-B,
d'après les données de [26]



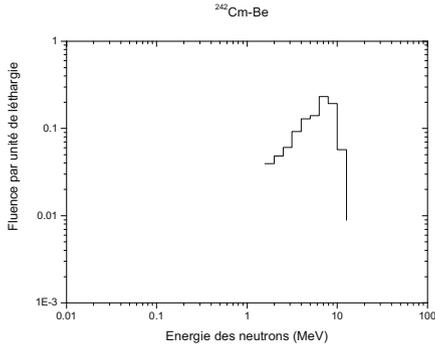
Source Am-F,
d'après les données de [17]



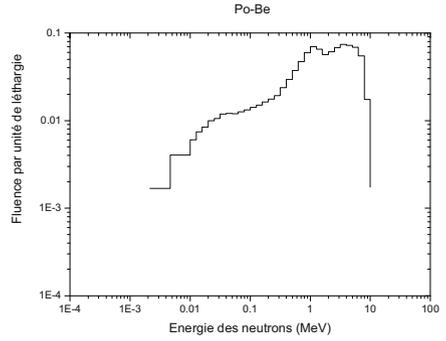
Source ²³⁸Pu-Li,
d'après les données de [17]



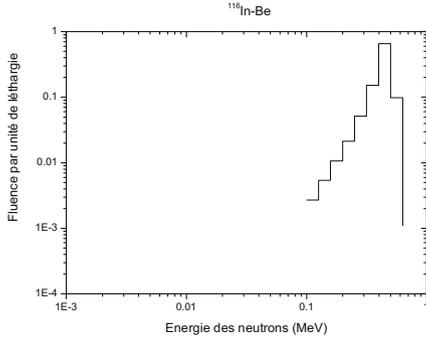
Source ²³⁹Pu-Be,
d'après les données de [17]



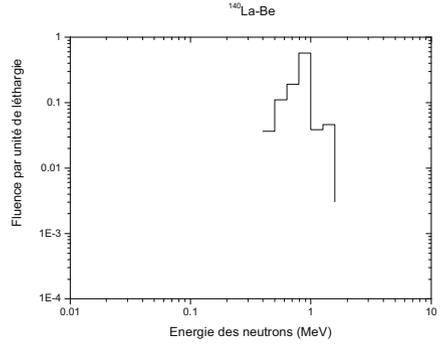
Source $^{242}\text{Cm-Be}$,
d'après les données de [17]



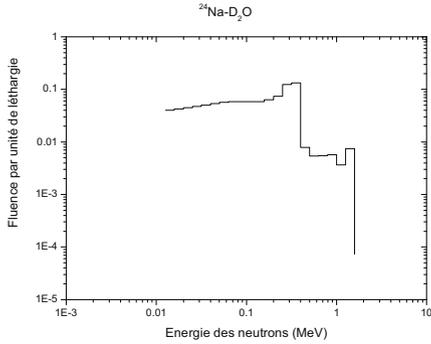
Source Po-Be ,
d'après les données de [17]



Source $^{116}\text{In-Be}$,
d'après les données de [17]



Source $^{140}\text{La-Be}$,
d'après les données de [17]



Source $^{24}\text{Na-D}_2\text{O}$,
d'après les données de [17]

Valeurs numériques

| Énergie (MeV) | Am-Be] | Énergie (MeV) | Am-Be |
|---------------|-----------|---------------|-----------|
| 4,14 E-07 | | 4,14 E-07 | 0 |
| 0,82 | 1,75 E-02 | 0,11 | 1,44 E-02 |
| 1,09 | 1,13 E-02 | 0,33 | 3,34 E-02 |
| 1,34 | 8,07 E-03 | 0,54 | 3,13 E-02 |
| 1,56 | 2,10 E-02 | 0,75 | 2,81 E-02 |
| 1,78 | 4,54 E-02 | 0,97 | 2,50 E-02 |
| 1,98 | 6,31 E-02 | 1,18 | 2,14 E-02 |
| 2,17 | 7,99 E-02 | 1,40 | 1,98 E-02 |
| 2,36 | 8,90 E-02 | 1,61 | 1,75 E-02 |
| 2,54 | 9,26 E-02 | 1,82 | 1,92 E-02 |
| 2,72 | 9,65 E-02 | 2,04 | 2,23 E-02 |
| 2,89 | 8,31 E-02 | 2,25 | 2,15 E-02 |
| 3,05 | 7,06 E-02 | 2,47 | 2,25 E-02 |
| 3,22 | 6,67 E-02 | 2,68 | 2,28 E-02 |
| 3,38 | 4,99 E-02 | 2,90 | 2,95 E-02 |
| 3,53 | 4,02 E-02 | 3,11 | 3,56 E-02 |
| 3,68 | 3,17 E-02 | 3,32 | 3,69 E-02 |
| 3,83 | 3,03 E-02 | 3,54 | 3,46 E-02 |
| 3,98 | 2,52 E-02 | 3,75 | 3,07 E-02 |
| 4,13 | 1,98 E-02 | 3,97 | 3,00 E-02 |
| 4,27 | 1,72 E-02 | 4,18 | 2,69 E-02 |
| 4,41 | 1,45 E-02 | 4,39 | 2,86 E-02 |
| 4,55 | 9,97 E-03 | 4,61 | 3,18 E-02 |
| 4,69 | 7,46 E-03 | 4,82 | 3,07 E-02 |
| 4,83 | 3,41 E-03 | 5,04 | 3,33 E-02 |
| 4,96 | 2,19 E-03 | 5,25 | 3,04 E-02 |
| 5,09 | 1,16 E-03 | 5,47 | 2,74 E-02 |
| 5,22 | 3,03 E-04 | 5,68 | 2,33 E-02 |
| 5,35 | 2,68 E-04 | 5,89 | 2,06 E-02 |
| 5,48 | 2,36 E-04 | 6,11 | 1,82 E-02 |
| 5,61 | 1,15 E-04 | 6,32 | 1,77 E-02 |
| 5,74 | 1,45 E-04 | 6,54 | 2,04 E-02 |
| 5,86 | 1,39 E-04 | 6,75 | 1,83 E-02 |
| 5,98 | 2,78 E-04 | 6,96 | 1,63 E-02 |
| 6,11 | 1,78 E-04 | 7,18 | 1,67 E-02 |
| 6,19 | 2,91 E-04 | 7,39 | 1,68 E-02 |
| 6,25 | 0,00 E+00 | 7,61 | 1,88 E-02 |
| | | 7,82 | 1,84 E-02 |
| | | 8,03 | 1,69 E-02 |
| | | 8,25 | 1,44 E-02 |
| | | 8,46 | 9,68 E-03 |
| | | 8,68 | 6,52 E-03 |
| | | 8,89 | 4,26 E-03 |
| | | 9,11 | 3,67 E-03 |
| | | 9,32 | 3,81 E-03 |
| | | 9,53 | 5,06 E-03 |
| | | 9,75 | 6,25 E-03 |
| | | 9,96 | 5,52 E-03 |
| | | 10,18 | 4,68 E-03 |
| | | 10,39 | 3,70 E-03 |
| | | 10,60 | 2,78 E-03 |
| | | 10,82 | 1,51 E-03 |
| | | 11,03 | 3,63 E-04 |
| | | 11,09 | 0 |

Origine des données : adapté de [26]

Annexe 2

Débit de kerma dans l'air à 1 mètre dû aux photons de freinage d'une cible de tungstène bombardée par des électrons d'énergie E et d'intensité 1 mA.

| Filtration | Aucune | 0,2 mm Al | 0,5 mm Al | 1 mm Al | 2 mm Al | 3 mm Al | 0,2 mm Cu | 0,5 mm Cu | 1 mm Cu | 2 mm Cu | 3 mm Cu |
|------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| E (kV) | mGy/min |
| 50 | 1,48 E+02 | 2,49 E+01 | 1,15 E+01 | 6,08 E+00 | 3,03 E+00 | 1,85 E+00 | 5,62 E-01 | 9,05 E-02 | 1,11 E-02 | 3,62 E-04 | 1,82 E-05 |
| 100 | 1,99 E+02 | 4,89 E+01 | 2,58 E+01 | 1,65 E+01 | 1,04 E+01 | 7,76 E+00 | 3,99 E+00 | 1,82 E+00 | 8,54 E-01 | 3,73 E-01 | 1,63 E-01 |
| 150 | 2,23 E+02 | 6,61 E+01 | 4,00 E+01 | 2,85 E+01 | 1,97 E+01 | 1,57 E+01 | 1,01 E+01 | 5,76 E+00 | 3,48 E+00 | 1,86 E+00 | 1,16 E+00 |
| 200 | 2,32 E+02 | 7,85 E+01 | 5,09 E+01 | 3,87 E+01 | 2,93 E+01 | 2,48 E+01 | 1,77 E+01 | 1,17 E+01 | 8,17 E+00 | 5,66 E+00 | 4,05 E+00 |
| 250 | 2,49 E+02 | 9,50 E+01 | 6,65 E+01 | 5,33 E+01 | 4,19 E+01 | 3,59 E+01 | 2,76 E+01 | 1,96 E+01 | 1,46 E+01 | 1,02 E+01 | 7,86 E+00 |
| 300 | 2,55 E+02 | 1,08 E+02 | 8,00 E+01 | 6,62 E+01 | 5,43 E+01 | 4,79 E+01 | 3,90 E+01 | 2,93 E+01 | 2,26 E+01 | 1,67 E+01 | 1,36 E+01 |
| 350 | 2,62 E+02 | 1,23 E+02 | 9,54 E+01 | 8,19 E+01 | 6,97 E+01 | 6,22 E+01 | 5,25 E+01 | 4,09 E+01 | 3,35 E+01 | 2,56 E+01 | 2,11 E+01 |
| 400 | 2,70 E+02 | 1,36 E+02 | 1,09 E+02 | 9,48 E+01 | 8,21 E+01 | 7,50 E+01 | 6,45 E+01 | 5,19 E+01 | 4,23 E+01 | 3,37 E+01 | 2,87 E+01 |
| 450 | 2,86 E+02 | 1,56 E+02 | 1,29 E+02 | 1,15 E+02 | 1,01 E+02 | 9,32 E+01 | 8,33 E+01 | 6,84 E+01 | 5,72 E+01 | 4,58 E+01 | 3,87 E+01 |
| 500 | 3,02 E+02 | 1,74 E+02 | 1,47 E+02 | 1,33 E+02 | 1,20 E+02 | 1,12 E+02 | 1,01 E+02 | 8,54 E+01 | 7,26 E+01 | 5,88 E+01 | 5,04 E+01 |

Débit d'équivalent de dose ambiant sous 10 mm – $H^*(10)$ – à 1 mètre dû aux photons de freinage d'une cible de tungstène bombardée par des électrons d'énergie E et d'intensité 1 mA.

| Filtration | Aucune | 0,2 mm Al | 0,5 mm Al | 1 mm Al | 2 mm Al | 3 mm Al | 0,2 mm Cu | 0,5 mm Cu | 1 mm Cu | 2 mm Cu | 3 mm Cu |
|------------|-----------|--------------|--------------|------------|------------|------------|--------------|--------------|------------|------------|------------|
| E (kV) | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min | mSv/min |
| 50 | 1,01 E+01 | 7,69 E+00 | 6,00 E+00 | 4,35 E+00 | 2,75 E+00 | 1,87 E+00 | 6,75 E-01 | 1,28 E-01 | 1,69 E-02 | 5,72 E-04 | 2,92 E-05 |
| 100 | 2,73 E+01 | 2,31 E+01 | 1,94 E+01 | 1,59 E+01 | 1,22 E+01 | 9,94 E+00 | 5,97 E+00 | 3,02 E+00 | 1,46 E+00 | 6,41 E-01 | 2,79 E-01 |
| 120 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 0,00 E+00 | 1,31 E+00 | 6,91 E-01 |
| 150 | 4,60 E+01 | 4,07 E+01 | 3,63 E+01 | 3,13 E+01 | 2,53 E+01 | 2,18 E+01 | 1,57 E+01 | 9,50 E+00 | 5,78 E+00 | 3,05 E+00 | 1,89 E+00 |
| 200 | 6,28 E+01 | 5,74 E+01 | 5,24 E+01 | 4,67 E+01 | 3,97 E+01 | 3,57 E+01 | 2,76 E+01 | 1,90 E+01 | 1,32 E+01 | 8,92 E+00 | 5,63 E+00 |
| 250 | 8,44 E+01 | 7,95 E+01 | 7,38 E+01 | 6,72 E+01 | 5,82 E+01 | 5,21 E+01 | 4,29 E+01 | 3,11 E+01 | 2,30 E+01 | 1,56 E+01 | 1,20 E+01 |
| 300 | 1,04 E+02 | 9,97 E+01 | 9,40 E+01 | 8,67 E+01 | 7,68 E+01 | 7,03 E+01 | 6,01 E+01 | 4,56 E+01 | 3,48 E+01 | 2,52 E+01 | 2,02 E+01 |
| 350 | 1,25 E+02 | 1,23 E+02 | 1,17 E+02 | 1,10 E+02 | 9,93 E+01 | 9,14 E+01 | 8,02 E+01 | 6,28 E+01 | 5,06 E+01 | 3,78 E+01 | 3,08 E+01 |
| 400 | 1,46 E+02 | 1,44 E+02 | 1,37 E+02 | 1,29 E+02 | 1,18 E+02 | 1,10 E+02 | 9,74 E+01 | 7,86 E+01 | 6,30 E+01 | 4,91 E+01 | 4,12 E+01 |
| 450 | 1,83 E+02 | 1,74 E+02 | 1,67 E+02 | 1,58 E+02 | 1,46 E+02 | 1,37 E+02 | 1,25 E+02 | 1,02 E+02 | 8,42 E+01 | 6,61 E+01 | 5,52 E+01 |
| 500 | 2,07 E+02 | 2,02 E+02 | 1,94 E+02 | 1,85 E+02 | 1,72 E+02 | 1,63 E+02 | 1,50 E+02 | 1,26 E+02 | 1,05 E+02 | 8,37 E+01 | 7,09 E+01 |

Chapitre 5

Principes généraux de protection contre l'exposition externe

Si, dans les chapitres précédents, nous avons vu comment, à partir d'un champ de rayonnements, estimer les grandeurs dosimétriques utiles en radioprotection, à partir de ces valeurs il convient de définir les protections *ad hoc* afin d'être compatibles avec les limites liées aux objectifs de radioprotection.

La norme ISO [16] préconise une méthode itérative pour définir une protection contre les rayonnements, comprenant les étapes suivantes :

- choix des objectifs de radioprotection et des autres critères de dimensionnement ;
- caractérisation des sources de rayonnements ;
- identification des contraintes d'implantation et de construction ;
- choix des matériaux constitutifs de l'écran et disposition au sein de la protection ;
- choix des méthodes de calcul ;
- choix de la solution définitive ;
- vérification expérimentale.

Bien que cette norme soit consacrée aux neutrons, les étapes à considérer sont identiques pour d'autres types de rayonnements ionisants.

Dans ce chapitre, un certain nombre de ces étapes sont présentées. Les méthodes analytiques sont privilégiées afin d'élaborer une première approximation

des protections à mettre en œuvre, qu'il conviendra, pour des cas complexes de géométrie, de valider par des codes de calcul plus élaborés tels que les codes Monte-Carlo présentés dans le chapitre 6. Dans la mesure du possible, les exemples de calculs présentés sont comparés à des codes élaborés afin d'estimer la validité des méthodes.

Afin de comprendre les notions détaillées de ce chapitre, nous commencerons par un paragraphe de définitions.

5.1 Définitions

Le « rayonnement direct » (ou primaire) est celui émis par une source radioactive et résultant de la désintégration du radionucléide qui la constitue, ou par un générateur de rayons X, ou par le faisceau de particules émis par un accélérateur. La salle abritant la source de rayonnement conçue avec des murs de protection radiologique est couramment appelée « casemate ». L'écran conçu pour atténuer le rayonnement primaire se nomme « mur primaire ».

Le « rayonnement diffusé » résulte de la diffusion du rayonnement primaire sur les matériaux constitutifs du milieu. Un rayonnement de première diffusion peut à son tour subir des diffusions successives. Il y a lieu de noter que les énergies du rayonnement primaire subissent une altération au cours des diffusions successives. L'écran conçu pour atténuer ce rayonnement diffusé se nomme « mur secondaire ».

On appelle « effet de ciel » un rayonnement diffusé par l'air, au-dessus d'une enceinte de protection radiologique.

La figure 5.1 résume l'ensemble de ces définitions.

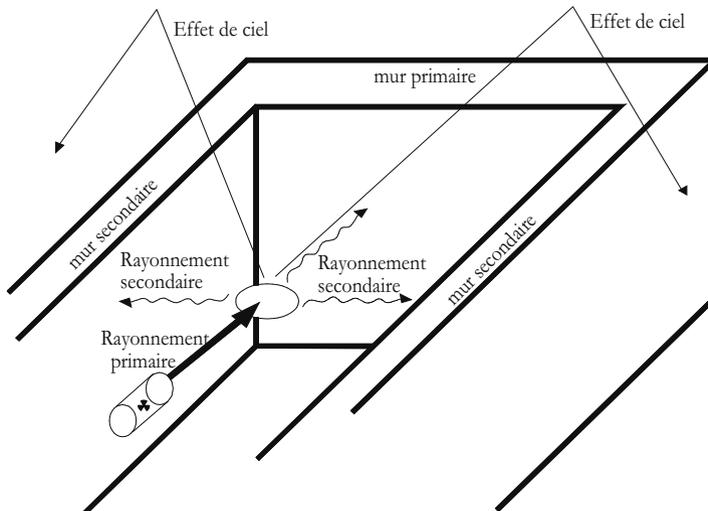


Figure 5.1 – Rayonnements primaire et secondaire, effet de ciel.

5.2 Principes de protection

La réduction de l'exposition des travailleurs peut s'opérer sur les quatre paramètres suivants :

- l'intensité de la source, en veillant à n'utiliser pour l'opération que l'intensité minimale de rayonnement nécessaire, dans le cas d'une source telle qu'un appareil à rayons X, ou la quantité minimale d'un radionucléide nécessaire ;
- la distance, en maintenant la plus grande distance possible, sans toutefois nuire à l'efficacité du travail à réaliser, entre la source de rayonnements et le travailleur ;
- le temps, en limitant au minimum strictement nécessaire le temps passé au voisinage de la source ;
- les écrans, en plaçant entre la source de rayonnements et le travailleur des écrans de protection appropriés et, le cas échéant, en utilisant d'autres écrans pour protéger efficacement contre les rayonnements, les personnes se trouvant dans le voisinage de la source ou dans des zones contiguës.

5.2.1 Décroissance d'une source et réduction du temps d'exposition

Une démarche ergonomique peut permettre de réduire le temps d'exposition et donc la dose intégrée par les opérateurs : c'est-à-dire étudier les relations entre l'opérateur et ses moyens, méthodes et milieux de travail. L'objectif est de rassembler les connaissances relatives à l'homme pour transformer les situations de travail existantes ou d'adapter et de concevoir les outils, machines et dispositifs de travail pour qu'ils puissent être utilisés avec le maximum de confort, de sécurité et d'efficacité.

L'activité d'une source diminue environ d'un facteur 10^3 au bout de 10 « périodes », il en est de même du débit de dose provoqué par celle-ci. Ce moyen économique sera utilisé chaque fois que les circonstances le permettront.

Il est raisonnable d'attendre 150 heures avant d'intervenir auprès d'une source de sodium 24 (période 15 h) ; il est plus gênant d'attendre 80 jours avant d'intervenir auprès d'une source d'iode 131 (période 8 jours) et il est exclu d'attendre 53 ans avant d'intervenir auprès d'une source de cobalt 60 (période 5,3 ans).

Les mesures à mettre en œuvre sont des mesures de bon sens. Typiquement, il faut préparer soigneusement l'intervention, ce qui impose :

- de posséder des plans à jour de l'installation afin d'éviter autant que possible les repérages sur place, ou en cours d'intervention ou d'opération, qui aboutissent à des expositions non justifiées ;
- d'utiliser des systèmes à démontage rapide ;
- de coordonner les interventions et les actions des différents intervenants ;

- au besoin, de procéder à des essais à blanc et d'employer les techniques modernes de simulation (vidéo...) ;
- si nécessaire, de partager le temps d'intervention entre plusieurs personnes ;
- de prendre en compte les expériences acquises dans les manipulations antérieures.

5.2.2 Variation du débit de dose avec la distance

La distance est un moyen de protection simple, efficace et économique pour réduire l'exposition externe.

On a montré au chapitre 1 que pour une source ponctuelle isotrope, la fluence varie comme l'inverse des carrés de la distance. Ceci reste valable pour l'équivalent de dose ambiant comme montré par l'équation (5.1).

$$\frac{H^*(10)_{d_1}}{H^*(10)_{d_2}} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2 \quad (5.1)$$

Cette loi n'est vérifiée que si la source vue du point d'observation peut être considérée comme ponctuelle. Pour une source radioactive de dimensions données, cette loi n'est valable qu'à partir d'une certaine distance (en général 5 à 10 fois la plus grande dimension de la source).

L'équivalent de dose ambiant à une distance d s'obtient à partir de l'équivalent de dose ambiant à 1 mètre $H_0^*(10)$ selon l'expression (5.2). Celle-ci est parfois qualifiée de « loi en $1/d^2$ ». Attention, cette équation n'est valable que pour une source ponctuelle isotrope et la distance d doit être exprimée en mètres. Cette loi est également valable pour d'autres grandeurs telles que le kerma, la dose absorbée...

$$H^*(10)_d = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \quad (5.2)$$

Pour les émetteurs de photons, la relation (5.2) permet d'utiliser l'ouvrage de Delacroix *et al.* [6]. Cette référence propose le débit d'équivalent de dose à 30 cm d'une source ponctuelle de 1 Bq et ceci pour 212 radioéléments. Ainsi, pour une source de ^{54}Mn , on obtient un débit d'équivalent de dose de $1,4 \cdot 10^{-6} \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ à 30 cm pour un becquerel – on considérera pour ce calcul dans la référence précitée la grandeur intitulée D_p qui représente en fait la dose en profondeur. À 1 mètre et pour 1 GBq, nous obtenons alors :

$$\dot{H}^*(10) = D_p \times A \times \left(\frac{0,3}{d}\right)^2 = 1,4 \cdot 10^{-6} \times (1 \cdot 10^9) \times \left(\frac{0,3}{1}\right)^2 = 126 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Attention aux équivalents de dose pour les émetteurs β ; en effet, l'atténuation de ces particules dans l'air est non négligeable et cette formule n'est plus applicable.

Pour manipuler aisément les substances radioactives à distance, des pinces longues allant jusqu'à un mètre peuvent être utilisées.

Les pinces longues les plus simples ont une poignée en crosse de pistolet et sont munies d'une gâchette actionnant des griffes permettant de saisir la source de rayonnement.

Un modèle plus perfectionné comporte une vis fileté que l'on peut faire jouer de façon à maintenir les mâchoires dans leur position de serrage. On peut ainsi maintenir une source dans une position donnée à l'aide d'une pince et effectuer une opération sur cette source avec une autre pince. Une illustration de ce type de pince avec son outil de préhension est donnée sur la figure 5.2.

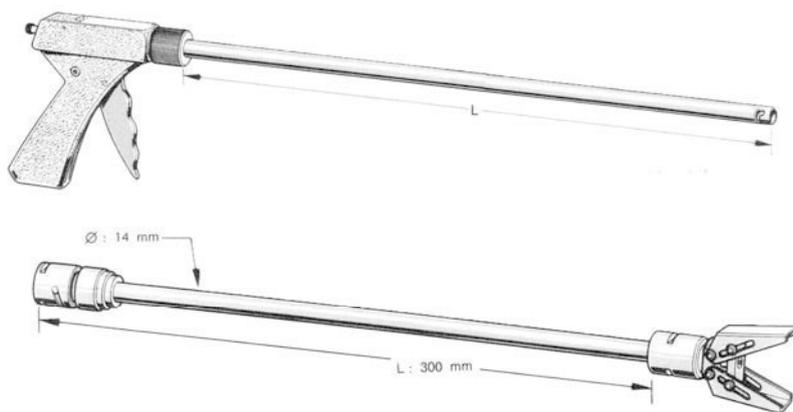


Figure 5.2 – Pince à distance et son outil de préhension pour la manipulation de sources radioactives [27].

Les pinces peuvent traverser un blindage, dans ce cas il faudra être vigilant à ce qu'aucune fuite de rayonnement ne traverse la protection.

5.3 Protection par des écrans : cas des particules α et β

Une autre méthode pour se protéger contre l'exposition externe consiste à interposer, entre la source de rayonnement et le personnel exposé, des écrans de protection.

5.3.1 Cas des particules α

Les énergies des particules α , émises lors de la désintégration des radionucléides de ce type (environ 5 MeV), impliquent un parcours très faible dans la matière (cf. chapitre 2). Il suffit d'une fraction de millimètre de n'importe quelle matière pour absorber ces particules (plexiglas, papier, carton...). Aussi, même en l'absence d'écran, elles n'entraînent aucune atteinte sanitaire : leur

parcours étant inférieur à la profondeur à laquelle se situe la couche sensible de la peau, c'est-à-dire 70 μm de tissus (cf. chapitre 2).

La portée des α dans l'air sec à 15°C et sous une pression de l'atmosphère est approximativement donnée par la formule (5.3) [5].

$$R_{\text{air}} [\text{cm}] = \begin{cases} 0,56E_{\alpha} & E_{\alpha} < 4 \text{ MeV} \\ 1,24E_{\alpha} - 2,62 & 4 \leq E_{\alpha} < 8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (5.3)$$

Par exemple, un alpha de 5 MeV parcourt dans l'air :

$$R = 1,24 \times 5 - 2,62 = 3,6 \text{ cm} .$$

Pour un matériau différent de l'air de masse atomique A , on a [5] :

$$R(\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}) = 0,56 A^{1/3} \times R_{\text{air}}$$

Par exemple, pour des α d'énergie 5 MeV, on a un parcours dans l'aluminium $R = 0,56 \times (27)^{1/3} \times 3,6 = 6 \text{ mg}\cdot\text{cm}^2$. L'aluminium ayant une masse volumique de 2,7 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$, on a un parcours de $R = 6 \cdot 10^{-3} / 2,7$ soit 2,22 10^{-3} cm .

5.3.2 Cas des particules β

Nous avons admis au chapitre 2 que les particules β ne dégradent pas leur énergie aussi rapidement que les particules α et qu'elles sont donc plus pénétrantes. Par exemple, dans l'air, leur parcours varie avec l'énergie d'un mètre cinquante pour 0,5 MeV à environ douze mètres pour 3 MeV [26]. Rappelons que le parcours pour des électrons monoénergétiques est donné par la formule de Katz et Penfold [17] présentée dans le chapitre 2.

Pour les particules β , les écrans constitués de matières de faible numéro atomique sont mieux adaptés. En effet, les particules β perdent leur énergie dans l'écran par ionisation et excitation, mais aussi en produisant un rayonnement de freinage dont le rendement est proportionnel au numéro atomique (Z) du matériau, comme montré au chapitre 4.

Pour connaître le parcours maximal des β dans divers matériaux, on peut se reporter à Pagès *et al.* [26].

En conclusion, pour un calcul de blindage pour des radionucléides émetteurs β , on procède de la façon suivante :

- on cherche tout d'abord à arrêter les électrons d'énergie maximale du spectre β en utilisant un écran épais d'un matériau à faible numéro atomique, Z , et d'épaisseur égale à la portée maximale ;

- on estime les grandeurs dosimétriques dues au rayonnement de freinage en considérant des électrons d'énergie égale à l'énergie moyenne du spectre d'électrons et on calcule la protection pour le rayonnement de freinage en considérant ces électrons monoénergétiques.

5.4 Protection par des écrans : cas des photons

5.4.1 Calcul du mur primaire : cas des faisceaux étroits ou canalisés

On considère ici un faisceau étroit de photons collimatés. Les photons diffusés dans l'écran placé dans le faisceau sont, dans le faisceau émergent, peu nombreux à atteindre le point d'observation (voir figure 5.3).

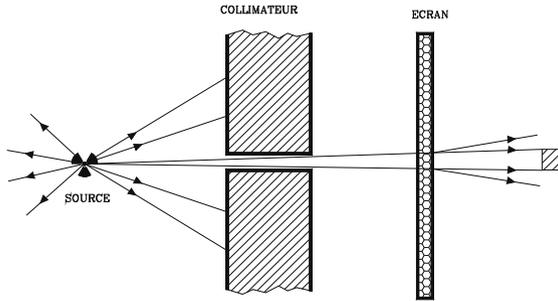


Figure 5.3 – Géométrie d'un faisceau étroit.

Au chapitre 2, il a été montré que :

$$\Phi = \Phi_0 \times \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho x\right)$$

Dans le chapitre 3, on a montré que l'équivalent de dose dépend du débit de fluence et du facteur de conversion fluence/équivalent de dose ; on en déduit donc l'évolution du débit d'équivalent de dose en fonction de l'épaisseur d'écran traversé avec l'équation (5.4).

$$\dot{H} = \dot{\Phi} h_{\Phi} \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}(\rho x)\right) \quad (5.4)$$

Pour une source ponctuelle isotrope à une distance d en cm derrière un écran d'épaisseur x , on en déduit l'évolution du débit d'équivalent de dose selon l'équation (5.5).

$$\dot{H} = \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} h_{\Phi} \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}(\rho x)\right) \quad (5.5)$$

À noter que pour une émission multi-raies, il faut ajouter la contribution de chacune des raies à l'équivalent de dose selon l'équation (5.6).

$$\dot{H} = \frac{1}{4\pi d^2} \sum_{E_i} h_{E_i, \Phi} \dot{N}_{E_i} \exp\left(-\frac{\mu_{E_i}}{\rho}(\rho x)\right) \quad (5.6)$$

Ou encore, en considérant le débit d'équivalent de dose ambiant à un mètre de la source H_0^* (10), on en déduit de l'équation (5.2) le débit d'équivalent de

dose à une distance d (en mètre) derrière une épaisseur x (en cm) avec l'équation (5.7).

$$H^*(10) = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}(\rho x)\right) \quad (5.7)$$

Les valeurs de ce coefficient d'atténuation massique sont tabulées par Hubbell et Seltzer [8], en fonction de l'énergie pour différents éléments de numéro atomique de 1 à 92 et différents matériaux. Rappelons que le tableau 2.6 fournit les valeurs de cette grandeur pour un certain nombre d'éléments chimiques et composés. Les coefficients d'atténuation massique du plomb, du fer, du béton ordinaire et de l'eau sont tracés dans la figure 5.4 pour des énergies comprises entre 10 keV et 20 MeV.

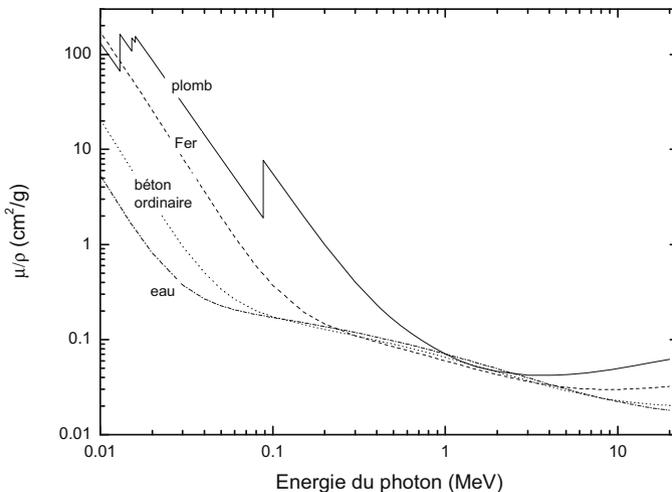


Figure 5.4 – Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie des photons pour le fer, le plomb, l'eau et le béton (données issues de [8]).

Lorsqu'une valeur n'est pas tabulée, il est possible de l'évaluer par interpolation avec la formule (5.8).

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{A_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} (Z_2 - Z) + A_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} (Z - Z_1)}{A(Z_2 - Z_1)} \quad (5.8)$$

A et Z sont respectivement la masse et le numéro atomique de l'élément non tabulé, Z_1 et Z_2 les numéros atomiques des éléments tabulés les plus proches et encadrant Z , A_1 et A_2 les masses atomiques des éléments de numéros atomiques Z_1 et Z_2 .

Pour un mélange, rappelons que la formule (2.48) du chapitre 2 s'applique.

Par exemple, calculons le coefficient linéique pour des photons de 1 MeV pour de l'eau. D'après [8], on obtient les coefficients linéiques du tableau 5.1.

| | |
|---|--|
| H | $1,263 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ |
| O | $6,372 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ |

Tableau 5.1 – Coefficient d'atténuation massique pour l'hydrogène et l'oxygène.

On considère les fractions massiques de l'hydrogène et de l'oxygène dans une mole de (H_2O) on a : $w_{\text{O}} = 16/18$ et $w_{\text{H}} = 2/18$. On obtient

$$\frac{\mu}{\rho} = \left(\frac{16}{18}\right) \times (6,372 \cdot 10^{-2}) + \left(\frac{2}{18}\right) \times (1,263 \cdot 10^{-1}) = 7,07 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$$

On peut aussi exprimer la relation (5.7) sous une autre forme, en utilisant l'« épaisseur demi » $x_{1/2}$ ou « l'épaisseur dixième » $x_{1/10}$, c'est-à-dire l'épaisseur qui permet d'atténuer le débit de dose initial respectivement d'un facteur 2 ou 10 selon l'expression (5.9).

$$\dot{H}^*(10) = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \times 10^{-\frac{x}{x_{1/10}}} = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \times 2^{-\frac{x}{x_{1/2}}} \quad (5.9)$$

D'où l'on tire les expressions suivantes :

$$x_{1/10} = \frac{\ln 10}{\mu} \quad \text{et} \quad x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

$$\text{et} \quad x_{1/2} \cong 0,3 x_{1/10}$$

Les épaisseurs dixièmes en fonction de l'énergie des photons incidents existent dans la littérature pour plusieurs matériaux. Dans le cas de radioéléments émettant des raies poly-énergétiques, il sera plus commode d'utiliser l'épaisseur dixième du radionucléide considéré. Ces données existent également dans la littérature et notamment Delacroix *et al.* [6]. Le tableau 5.2 fournit quelques valeurs d'épaisseurs dixièmes de plomb et d'acier, issues de cette référence pour quelques radionucléides.

| RN | Épaisseur dixième (en cm) | | | |
|------------------|---------------------------|-------|------|-------|
| | Plomb | Acier | Eau | Béton |
| Na 22 | 3,6 | 7,9 | 35,4 | 15 |
| I 131 | 1,1 | 5,8 | 23 | 15,3 |
| Co 60 | 4,5 | 8,9 | 38,3 | 20,3 |
| Cs 137 (Ba 137m) | 2,4 | 7,2 | 27 | 16,3 |

Tableau 5.2 – Épaisseur $x_{1/10}$ (en cm) pour quelques radionucléides, adapté de [6].

5.4.2 Calcul du mur primaire : cas des faisceaux larges

C'est le cas le plus fréquent dans le domaine de la protection radiologique. Dans ce cas de figure, les photons diffusés notamment par effet Compton ont une probabilité de revenir sur l'observateur augmentant ainsi le nombre de

photons. Il y a lieu, dès lors, de prendre en compte les photons diffusés dans l'écran (figure 5.5).

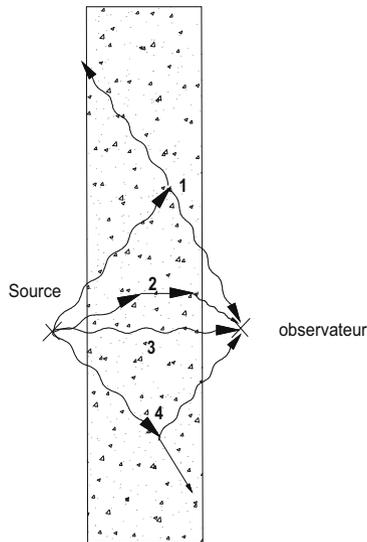


Figure 5.5 – Géométrie non collimatée montrant la contribution du rayonnement primaire et diffusé au débit de dose au point observateur – exemples d'interactions : 1) matérialisation suivie de l'émission de deux photons de 511 keV due au positon ; 2) effet photoélectrique suivi de l'émission de photons de freinage issus du photoélectron ; 3) photons n'ayant subi aucune interaction ; 4) effet Compton.

Pour illustrer quantitativement la diffusion de photons dans la matière, le transport de photons 0,1, 1 et 10 MeV a été simulé dans de l'eau et du plomb par le code Monte-Carlo MCNPX. Une représentation du phénomène de diffusion est donnée sur la figure 5.6. Attention, dans cette figure, les échelles entre les différentes simulations ne sont pas comparables.

On remarque sur cette figure que si l'on compare le trajet des photons dans la direction du faisceau primaire (axe Y vertical sur la figure) par rapport aux photons diffusés, la diffusion est quasiment isotrope à basse énergie (cas 0,1 MeV), pour devenir prépondérante vers l'axe du faisceau primaire à plus haute énergie. Ceci s'explique par le fait que la diffusion est surtout imputable à l'effet Compton. Or, la section efficace différentielle de Klein et Nishina [18] montre que la distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton est d'autant plus importante dans l'axe du faisceau primaire que l'énergie est grande (voir chapitre 2).

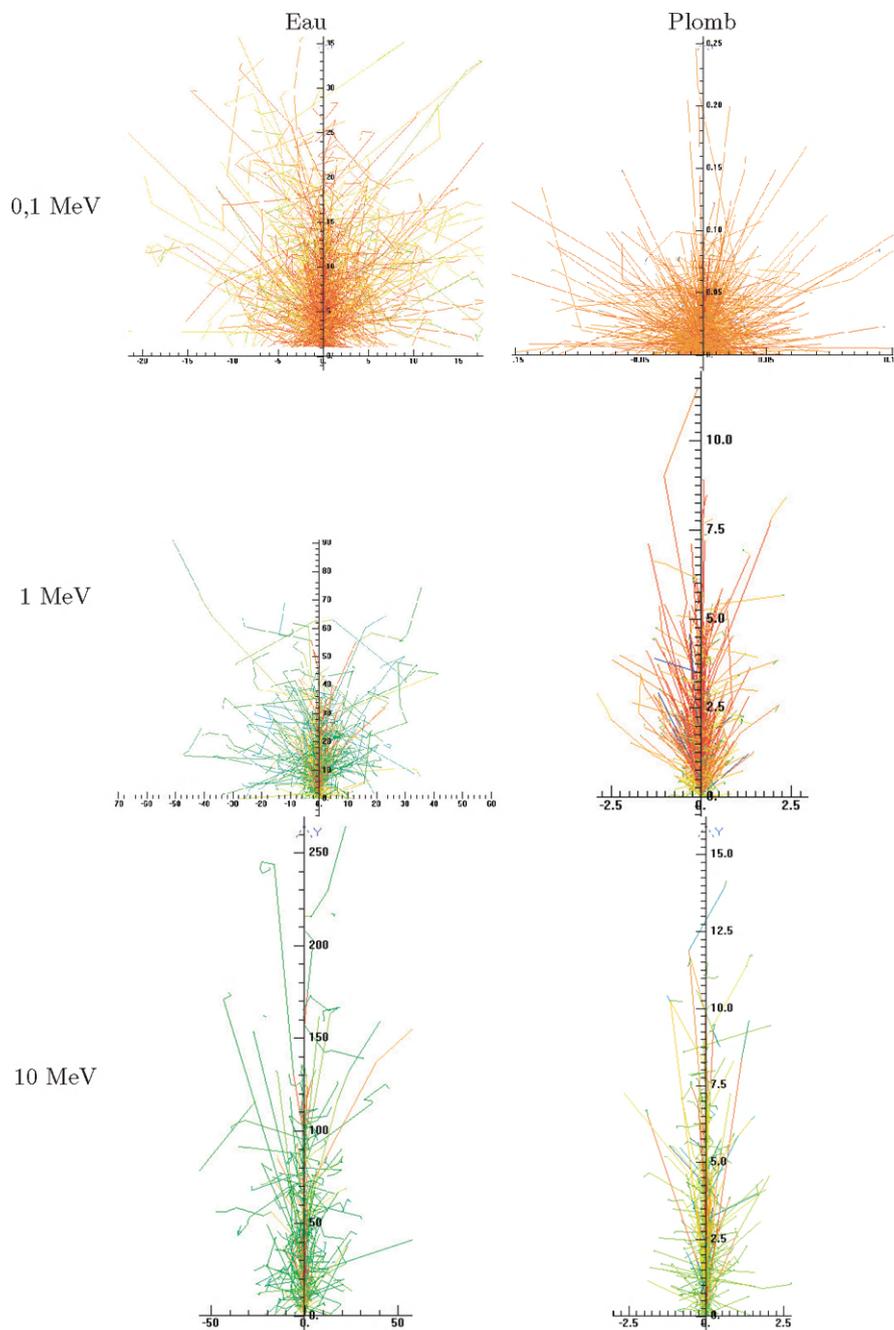


Figure 5.6 – Simulation du transport de photons de 0,1, 1 et 10 MeV dans du plomb et de l'eau.

Calcul du mur primaire par la méthode des build-up

L'augmentation du nombre de photons due à la diffusion augmente la fluence et donc la dose au point d'observation. Ainsi, pour estimer l'équivalent de dose derrière une protection, l'équation (5.5) n'est pas suffisante pour prendre en compte cette augmentation de la dose due à la diffusion des photons dans l'écran. Pour cela, afin de conserver des relations mathématiques simples pour l'évaluation des doses derrière des écrans, le « facteur de build-up » a été utilisé à partir des années 1950 par White [35]. Ainsi, l'atténuation n'est plus une fonction exponentielle pure, mais doit être corrigée d'un facteur multiplicatif B , appelé « facteur d'accumulation » ou *build-up factor*. Le build-up est généralement dépendant du nombre de libres parcours moyens, également appelés longueurs de relaxation (μx) (ou « mfp » (*mean free path*)), de l'énergie du rayonnement et de l'épaisseur de l'écran. En combinant l'équation (5.5) avec l'augmentation due au build-up, on obtient alors les débits d'équivalent de dose en faisceau large pour une source ponctuelle isotrope à une distance d (en cm) selon les équations (5.10) pour un photon et (5.11) pour une émission multi-raies.

$$\dot{H} = \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} h_{\Phi} B(\mu x, E) \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}(\rho x)\right) \quad (5.10)$$

$$\dot{H} = \frac{1}{4\pi d^2} \times \sum_{E_i} h_{\Phi E_i} \dot{N}_{E_i} B(\mu_{E_i} x, E_i) \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{E_i}(\rho x)\right) \quad (5.11)$$

Pour une source ponctuelle isotrope, à une distance d (en mètre) derrière une épaisseur de protection x de masse volumique ρ présentant une atténuation massique μ/ρ , on complète l'équation (5.7) avec le facteur d'accumulation B pour obtenir le débit d'équivalent de dose à partir de l'équation (5.12). $\dot{H}_0^*(10)$ est le débit d'équivalent de dose à un mètre sans protection.

$$\dot{H}^*(10) = \frac{\dot{H}_0^*(10)}{d^2} \times B(\mu x, E) \times \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_E \rho x\right) \quad (5.12)$$

Dans un premier temps, le build-up était évalué au moyen d'un compteur Geiger-Müller [35]. Depuis, de nombreux travaux ont été menés pour calculer ce facteur. Tanika *et al.* [34] ont recensé 51 publications concernant le build-up entre 1950 et 1988. Si jusque dans les années 1970 le build-up était estimé en ne prenant en compte que la diffusion Compton dans la protection, les méthodes de calcul évoluant notamment avec les codes Monte-Carlo, les build-up estimés à partir des années 1980 intègrent l'ensemble des interactions pouvant se produire dans la protection.

Notons qu'en toute rigueur, le facteur d'accumulation $B(\mu x, E)$ est dépendant de la distance source-détecteur, de la forme de la source, ainsi que de la hauteur de la protection. En pratique, la plupart de ces facteurs sont tabulés pour les cas les plus défavorables, c'est-à-dire pour une distance source-détecteur égale à l'épaisseur de protection, une source ponctuelle et une hau-

teur de protection infinie. Il convient donc d'attirer l'attention du lecteur sur les limitations de cette approche pénalisante ne reflétant pas toujours une caractérisation fidèle de la composante diffusée, notamment pour des protections de petites dimensions.

On trouve de nombreuses références de valeurs tabulées de build-up dans la littérature, comme par exemple la norme ANSI [2]. Celle-ci présente ces facteurs pour un grand nombre de matériaux, pour des énergies de photons de 15 keV à 15 MeV et pour des épaisseurs de 0,5 à 40 longueurs de relaxation.

Par exemple, le tableau 5.3, extrait de cette norme, donne pour différents matériaux (eau, béton, plomb) les build-up en fonction de l'énergie et de la valeur du nombre de libre parcours moyen (MFP) (μx).

La figure 5.7 donne les courbes de build-up dans l'eau et le plomb pour les énergies 0,1, 1 et 10 MeV.

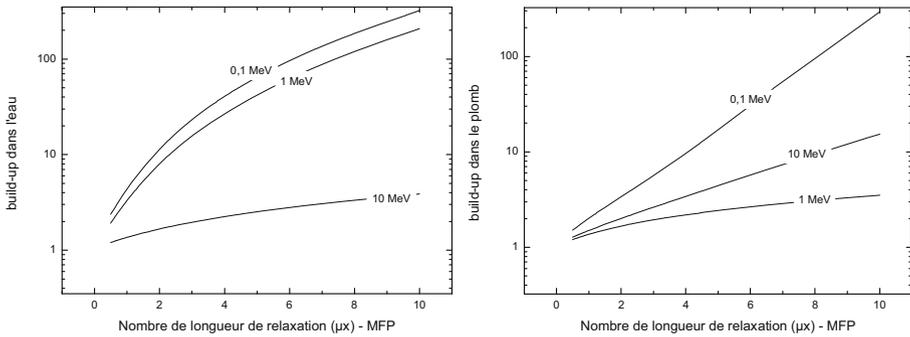


Figure 5.7 – Build-up dans l'eau et le plomb pour 0,1, 1 et 10 MeV (d'après les données de [2]).

On remarque que pour l'eau, le build-up est d'autant plus grand que l'énergie est faible. Ceci corrobore les enseignements de la figure 5.6 montrant que la diffusion est plus importante à faible énergie. Pour le plomb, cette constatation n'est pas vérifiée pour 1 et 10 MeV. Ceci est dû à la forte atténuation du plomb qui défavorise la diffusion en dehors du faisceau primaire.

Outre des valeurs tabulées, il existe des expressions analytiques de build-up issues d'interpolation de diverses tables de la littérature. L'intérêt de ces expressions réside dans leur utilisation simple, notamment au travers de méthodes de calcul numérique de type déterministe.

L'une de ces expressions usitées est le build-up de Taylor donné par l'équation (5.13).

$$B(\mu x) = A e^{-\alpha \mu x} + (1 - A) e^{-\beta \mu x} \quad (5.13)$$

Ces coefficients sont disponibles dans [2]. Un exemple de valeurs de A , α et β pour le plomb, le fer, l'eau et le béton ordinaire est représenté en fonction de l'énergie des photons incidents dans la figure 5.8.

| matériau | MeV | MFP | | | | | | | | | |
|----------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | | 0,5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 10 |
| eau | 0,1 | 2,37 | 4,55 | 11,8 | 23,8 | 41,3 | 65,2 | 96,7 | 137 | 187 | 321 |
| | 0,2 | 1,92 | 3,42 | 8,31 | 16 | 27 | 42,2 | 62,5 | 88,5 | 121 | 208 |
| | 0,5 | 1,6 | 2,44 | 4,88 | 8,35 | 12,8 | 18,4 | 25 | 32,7 | 41,5 | 62,9 |
| | 1 | 1,47 | 2,08 | 3,62 | 5,5 | 7,68 | 10,1 | 12,8 | 15,8 | 19 | 26,1 |
| | 2 | 1,38 | 1,83 | 2,81 | 3,87 | 4,98 | 6,15 | 7,38 | 8,65 | 9,97 | 12,7 |
| | 5 | 1,28 | 1,56 | 2,08 | 2,58 | 3,08 | 3,58 | 4,08 | 4,58 | 5,07 | 6,05 |
| 10 | 1,2 | 1,37 | 1,68 | 1,97 | 2,25 | 2,53 | 2,8 | 3,07 | 3,34 | 3,86 | |
| béton | 0,1 | 1,89 | 2,78 | 4,63 | 6,63 | 8,8 | 11,1 | 13,6 | 16,3 | 19,2 | 25,6 |
| | 0,2 | 1,78 | 2,72 | 5,05 | 8 | 11,6 | 15,9 | 20,9 | 26,7 | 33,4 | 49,6 |
| | 0,5 | 1,57 | 2,27 | 4,03 | 6,26 | 8,97 | 12,2 | 15,9 | 20,2 | 25 | 36,4 |
| | 1 | 1,45 | 1,98 | 3,24 | 4,72 | 6,42 | 8,33 | 10,4 | 12,7 | 15,2 | 20,7 |
| | 2 | 1,37 | 1,77 | 2,65 | 3,6 | 4,61 | 5,68 | 6,8 | 7,97 | 9,18 | 11,7 |
| | 5 | 1,27 | 1,53 | 2,04 | 2,53 | 3,03 | 3,54 | 4,05 | 4,57 | 5,09 | 6,15 |
| 10 | 1,19 | 1,35 | 1,64 | 1,93 | 2,22 | 2,51 | 2,8 | 3,1 | 3,4 | 4,01 | |
| plomb | 0,1 | 1,51 | 2,04 | 3,39 | 5,6 | 9,59 | 17 | 30,6 | 54,9 | 94,7 | 294 |
| | 0,12 | 1,38 | 1,7 | 2,36 | 3,13 | 4,19 | 5,71 | 7,9 | 11,2 | 15,8 | 32,1 |
| | 0,14 | 1,28 | 1,48 | 1,77 | 1,98 | 2,1 | 2,4 | 2,62 | 2,87 | 3,18 | 3,99 |
| | 0,5 | 1,14 | 1,24 | 1,39 | 1,52 | 1,62 | 1,71 | 1,8 | 1,88 | 1,95 | 2,1 |
| | 1 | 1,2 | 1,38 | 1,68 | 1,95 | 2,19 | 2,43 | 2,66 | 2,89 | 3,1 | 3,51 |
| | 2 | 1,21 | 1,4 | 1,76 | 2,14 | 2,52 | 2,91 | 3,32 | 3,74 | 4,17 | 5,07 |
| 5 | 1,25 | 1,41 | 1,71 | 2,05 | 2,44 | 2,88 | 3,38 | 3,93 | 4,56 | 6,03 | |
| 10 | 1,28 | 1,51 | 2,01 | 2,63 | 3,42 | 4,45 | 5,73 | 7,37 | 9,44 | 15,4 | |

Tableau 5.3 – Facteurs de build-up pour divers énergies et matériaux en fonction du nombre de MFP, adapté de [2].

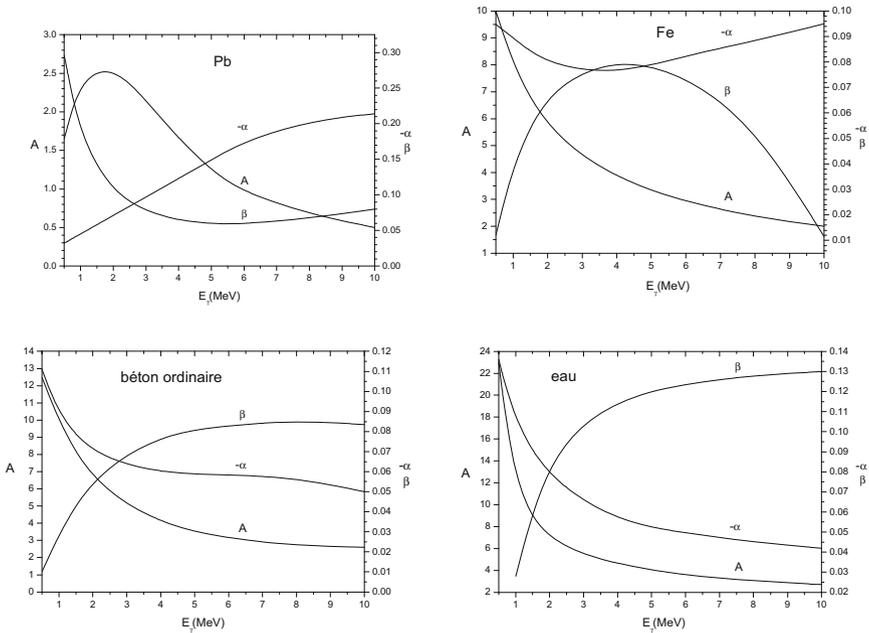


Figure 5.8 – Coefficients A, α et β de l'expression de Taylor pour le plomb, le fer, l'eau et le béton ordinaire en fonction de l'énergie des photons incidents (données issues de [7]).

Une autre approche analytique conduit aux expressions du build-up de Berger selon l'équation (5.14).

$$B(\mu x) = 1 + a\mu x \exp(b\mu x) \quad (5.14)$$

Les valeurs de a et b pour l'air, le plomb, le fer, l'eau et le béton ordinaire sont représentées en fonction de l'énergie des photons incidents dans la figure 5.9.

Lorsque l'on dispose d'un matériau non tabulé de numéro atomique Z , le build-up peut être évalué par interpolation linéaire en fonction des numéros atomiques selon (5.15).

$$B(Z) = \frac{B(Z_2)(Z - Z_1) + B(Z_1)(Z_2 - Z)}{Z_2 - Z_1} \quad \text{avec } Z_1 < Z < Z_2 \quad (5.15)$$

Z_1 et Z_2 étant les numéros atomiques des éléments tabulés dont les valeurs sont les plus proches de Z .

À titre d'exemple, calculons le débit d'équivalent de dose pour un observateur à 5 mètres d'une source de ^{60}Co d'activité de 10 TBq derrière un mur de 1 mètre de béton ordinaire de masse volumique $2,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

D'après le chapitre 4, le débit d'équivalent de dose à un mètre d'une source de ^{60}Co est de $0,351 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{GBq}^{-1}$. Ainsi, pour 10 TBq : $\dot{H}_0^*(10) = 3,51 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

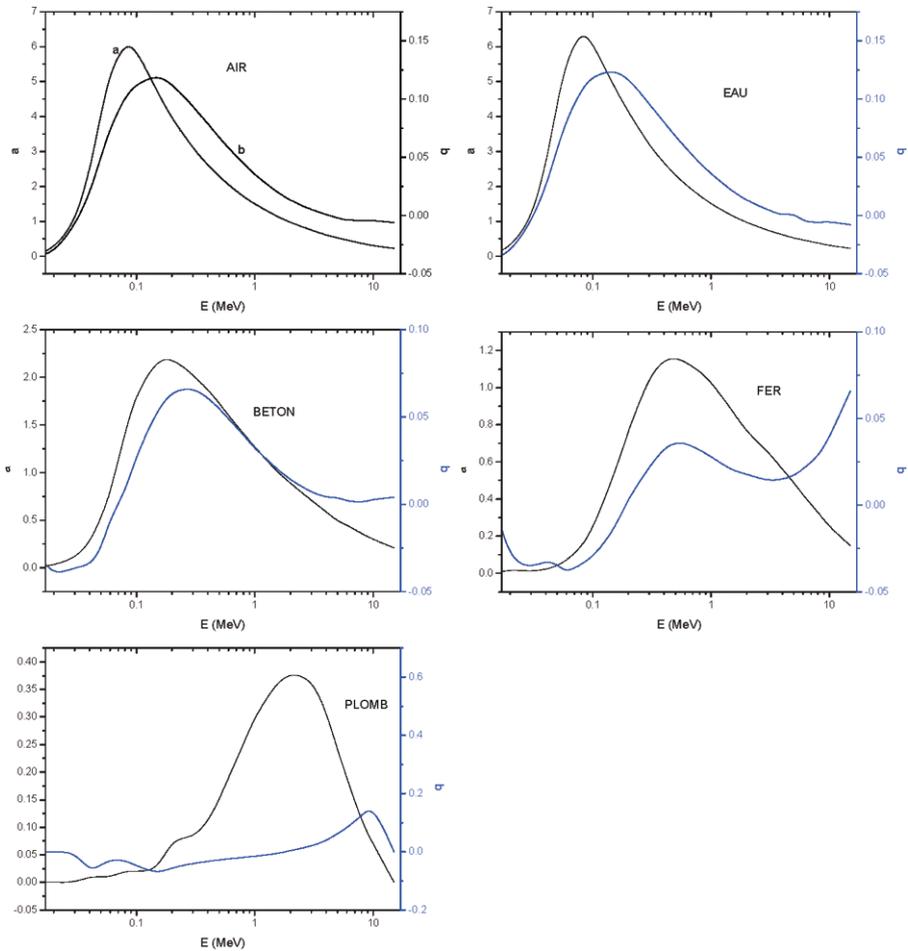


Figure 5.9 – Coefficients a et b de l'expression de Berger pour l'air, le plomb, le fer, l'eau et le béton ordinaire en fonction de l'énergie des photons incidents (données issues de [29]).

Pour le calcul du build-up et du coefficient d'atténuation massique, on considère une énergie de photons pour le ^{60}Co de 1,25 MeV.

Le coefficient d'atténuation massique pour des photons 1,25 MeV pour le béton est de $5,807 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ d'après [8].

La figure 5.9 donne pour des photons de 1,25 MeV et pour du béton les paramètres suivants pour le calcul du build-up de Berger : $a = 1,14$; $b = 0,025$ soit :

$$\begin{aligned}
 B(\mu x) &= 1 + a\mu x \exp(b\mu x) \\
 &= 1 + 1,14 \times 0,05807 \times 2,3 \times 100 \times \exp(0,025 \times 0,05807 \times 2,3 \times 100) = 22
 \end{aligned}$$

Il vient donc, d'après (5.12) :

$$\begin{aligned} \dot{H}^*(10) &= \frac{H_0^*(10)}{d^2} B(\mu x, E) \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_E \rho x\right) \\ &= \frac{3,51}{5^2} \times 22 \times \exp(-0,05807 \times 2,3 \times 100) = 5 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1} \end{aligned}$$

Le calcul de build-up pour des écrans composés de tranches de différents matériaux est relativement complexe : le spectre est dégradé dans le premier écran avant de diffuser dans le second. Néanmoins, il existe des approximations pour le calcul du build-up composé de deux écrans de Z différents tels que présentés dans la figure 5.10.

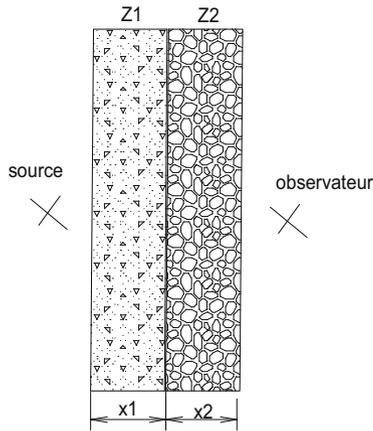


Figure 5.10 – Présentation de la géométrie pour deux écrans superposés.

Shultis et Faw [29] proposent pour cette bicouche l'expression du build-up (5.16).

$$B(\mu_1 x_1, \mu_2 x_2) = B_1(\mu_1 x_1) + \left[B_2(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2) - B_2(\mu_1 x_1) \right] \quad (5.16)$$

avec B_1 le build-up du matériau Z_1 et B_2 le build-up pour le matériau Z_2 .

Pour illustrer ce cas de figure, calculons le débit d'équivalent de dose à un mètre d'une source de photons de 1 MeV et $3,7 \cdot 10^{10} \gamma \text{s}^{-1}$ derrière un premier écran de 1 cm de plomb (densité 10,8), puis un second de 10 cm d'eau.

Pour le matériau 1 (plomb), les coefficients d'atténuation massique et nombre de longueurs de relaxation sont [8] :

$$\frac{\mu_1}{\rho_1} = 7,102 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g} \quad \text{soit} \quad \mu_1 x_1 = \frac{\mu_1}{\rho_1} \rho_1 x_1 = 7,102 \cdot 10^{-2} \times 10,8 \times 1 = 0,767$$

Pour l'eau :

$$\frac{\mu_2}{\rho_2} = 7,072 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g} \quad \text{soit} \quad \mu_2 x_2 = \frac{\mu_2}{\rho_2} \rho_2 x_2 = 7,072 \cdot 10^{-2} \times 1 \times 10 = 0,7072$$

Pour des photons de 1 MeV, les paramètres du build-up de Berger sont donnés dans le tableau 5.4.

| | a | b |
|--------------------|------|--------|
| Plomb (matériau 1) | 0,3 | -0,015 |
| Eau (matériau 2) | 1,27 | 0,032 |

Tableau 5.4 – Facteurs a et b pour le calcul du build-up de Berger pour du plomb et de l'eau.

Ainsi, on obtient pour l'équation (5.16) le résultat de build-up suivant :

$$\begin{aligned} B(\mu_1 x_1, \mu_2 x_2) &= B_1(\mu_1 x_1) + \left[B_2(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2) - B_2(\mu_1 x_1) \right] \\ &= B_{\text{plomb}}(0,767) + \left[B_{\text{eau}}(1,4742) - B_{\text{eau}}(0,7072) \right] = 2,45 \end{aligned}$$

D'après l'équation (5.10), on obtient l'équivalent de dose :

$$\begin{aligned} \dot{H}^*(10) &= \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} h_{\Phi}^*(10) B(\mu_1 x_1, \mu_2 x_2, E) \times \exp \left(- \left[\left(\frac{\mu_{\text{plomb}}}{\rho_{\text{plomb}}} (\rho_{\text{plomb}} x_{\text{plomb}}) \right) + \left(\frac{\mu_{\text{eau}}}{\rho_{\text{eau}}} (\rho_{\text{eau}} x_{\text{eau}}) \right) \right] \right) \\ &= \frac{3,7 \cdot 10^{10} \times 3600}{4 \times \pi \times 100^2} \times 5,2 \times 10^{-12} \times 2,45 \times \exp(-0,767 - 0,7072) = 3 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1} \end{aligned}$$

À noter qu'un calcul au moyen d'un code Monte-Carlo donne 2,45 mSv·h⁻¹.

Procédons à l'inversion des écrans de l'exemple précédent. Calculons le débit de dose à un mètre d'une source de photons de 1 MeV et $3,7 \cdot 10^{10}$ (γ)·s⁻¹ derrière un premier écran de 10 cm d'eau, puis un second de 1 cm de plomb. On obtient pour l'équation (5.16) les données suivantes (les valeurs d'atténuation massique et des paramètres pour le calcul de build-up de Berger sont identiques à l'exemple précédent) :

$$\begin{aligned} B(\mu_1 \times x_1, \mu_2 \times x_2) &= B_1(\mu_1 \times x_1) + \left[B_2(\mu_1 \times x_1 + \mu_2 \times x_2) - B_2(\mu_1 \times x_1) \right] \\ &= B_{\text{eau}}(0,7072) + \left[B_{\text{plomb}}(1,4742) - B_{\text{plomb}}(0,767) \right] = 2,3 \end{aligned}$$

D'après l'équation (5.10), on obtient pour cette configuration :

$$\begin{aligned} \dot{H} &= \frac{\dot{N}}{4 \times \pi \times d^2} \times h_{\Phi} \times B(\mu_1 x_1, \mu_2 x_2, E, \text{écran}) \\ &\quad \times \exp \left(- \left[\left(\frac{\mu_{\text{plomb}}}{\rho_{\text{plomb}}} \times (\rho_{\text{plomb}} \times x_{\text{plomb}}) \right) + \left(\frac{\mu_{\text{eau}}}{\rho_{\text{eau}}} \times (\rho_{\text{eau}} \times x_{\text{eau}}) \right) \right] \right) \\ &= \frac{3,7 \cdot 10^{10} \times 3600}{4 \times \pi \times 100^2} \times 5,2 \times 10^{-12} \times 2,3 \times \exp(-0,767 - 0,7072) = 2,7 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1} \end{aligned}$$

Le calcul Monte-Carlo donne 2,15 mSv·h⁻¹.

Calcul du mur primaire par les facteurs de transmission : photons monocinétiques

D'un point de vue pratique, il est courant d'utiliser le facteur de transmission T en faisceaux larges, qui est défini comme le produit de $B(x)$ par $e^{-\mu x}$. Ainsi, l'équation (5.12) peut être modifiée par l'équation (5.17). L'intérêt de ce

facteur de transmission est de permettre le calcul rapide d'une épaisseur de protection.

$$\dot{H}^*(10) = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \times T(\mu x, E) \quad (5.17)$$

Ce facteur T est fonction de l'énergie du rayonnement et de la nature de l'écran. Les faisceaux de courbes donnant ce facteur de transmission en fonction de l'épaisseur de différents matériaux, pour différents radionucléides ou en fonction de l'énergie pour du béton ou du plomb, sont fournis dans les figures 5.11 et 5.12. Elles ont été calculées avec le logiciel d'atténuation en ligne droite Microshield [20].

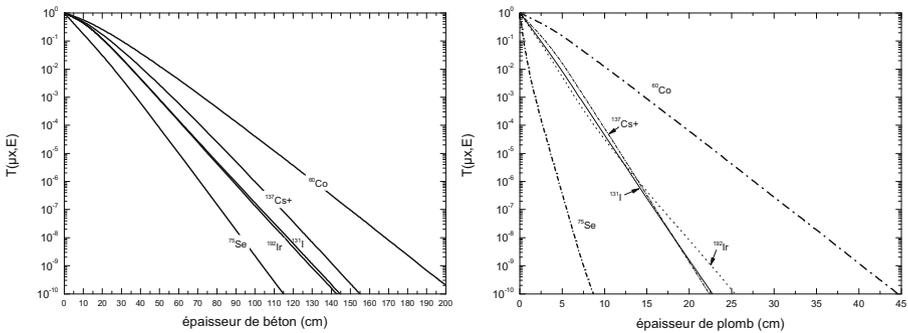


Figure 5.11 – Facteurs de transmission $T(\mu x, E)$ dans du béton ordinaire et du plomb pour cinq radionucléides.

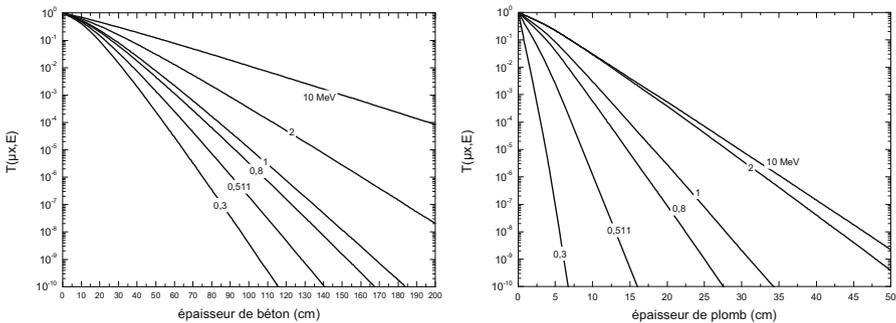


Figure 5.12 – Facteurs de transmission $T(\mu x, E)$ dans du béton ordinaire et du plomb pour différentes énergies.

Il est intéressant de constater que l'épaulement en début de courbe est la conséquence du build-up ; sans ce facteur, la courbe serait une droite.

Pour illustrer l'utilisation directe du facteur de transmission, calculons l'épaisseur de béton ordinaire de densité 2,3 pour obtenir un débit d'équivalent de dose ambiant de $5 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ pour un observateur à 5 mètres d'une source de ^{60}Co d'activité de 10 TBq.

D'après le chapitre 4, le débit d'équivalent de dose ambiant à un mètre d'une source de ^{60}Co est de $0,351 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{GBq}^{-1}$. Ainsi, pour 10 TBq, le résultat est $H_0^*(10) = 3,51 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

D'après (5.17), le facteur de transmission recherché est de

$$T(\mu x, E) = \frac{H^*(10) \times d^2}{H_0^*(10)} = \frac{5 \cdot 10^{-6} \times 5^2}{3,51} = 3,5 \cdot 10^{-5}$$

D'après la figure 5.11, pour une telle transmission, il faut interposer une épaisseur de mur de 100 cm de béton ordinaire.

Facteur de transmission pour un spectre de freinage (générateur X)

Pour un spectre de photons de freinage issu d'électrons d'énergies de 25 à 150 keV sur une cible de conversion (cas d'un générateur X), la NCRP [30] donne une équation paramétrique (5.18) permettant de calculer le facteur de transmission pour différents matériaux (figure 5.13).

$$T = \left[\left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \right) \exp(\alpha\gamma x) - \frac{\beta}{\alpha} \right]^{-\frac{1}{\gamma}} \tag{5.18}$$

À noter que l'expression (5.19) donnant l'épaisseur x peut être déduite de cette équation (5.18). Les paramètres α , β , γ sont donnés dans le tableau 5.5.

$$x = \frac{1}{\alpha\gamma} \times \ln \left[\frac{T^{-\gamma} + \frac{\beta}{\alpha}}{1 + \frac{\beta}{\alpha}} \right] \tag{5.19}$$

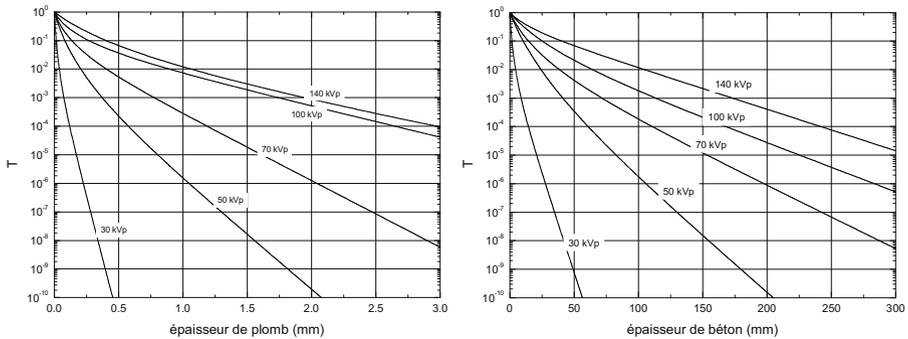


Figure 5.13 – Courbes de transmission obtenues avec la méthode de la NCRP [30], équation (5.18), pour le plomb et le béton.

À titre d'exemple, calculons l'épaisseur de plomb nécessaire à l'obtention d'un débit d'équivalent de dose ambiant sous 10 mm de $0,5 \mu\text{Sv}/\text{h}$ à 1,5 m, pour un générateur X de 50 kV et 5 mA avec une anode de tungstène et une filtration de 1 mm d'aluminium.

| kVp | Plomb | | | Béton | | | Plâtre | | |
|-----|------------------------------|-----------------------------|--------------------------|------------------------------|-----------------------------|--------------------------|------------------------------|-----------------------------|--------------------------|
| | α (mm ⁻¹) | β (mm ⁻¹) | γ | α (mm ⁻¹) | β (mm ⁻¹) | γ | α (mm ⁻¹) | β (mm ⁻¹) | γ |
| 25 | 4,952 x 10 ¹ | 1,94 x 10 ² | 3,037 x 10 ⁻¹ | 3,904 x 10 ⁻¹ | 1,645 | 2,757 x 10 ⁻¹ | 1,576 x 10 ⁻¹ | 7,175 x 10 ⁻¹ | 3,048 x 10 ⁻¹ |
| 30 | 3,88 x 10 ¹ | 1,78 x 10 ² | 3,473 x 10 ⁻¹ | 3,173 x 10 ⁻¹ | 1,698 | 3,593 x 10 ⁻¹ | 1,208 x 10 ⁻¹ | 7,043 x 10 ⁻¹ | 3,613 x 10 ⁻¹ |
| 35 | 2,955 x 10 ¹ | 1,647 x 10 ² | 3,948 x 10 ⁻¹ | 2,528 x 10 ⁻¹ | 1,807 | 4,648 x 10 ⁻¹ | 8,878 x 10 ⁻² | 6,988 x 10 ⁻¹ | 4,245 x 10 ⁻¹ |
| 40 | | | | 1,297 x 10 ⁻¹ | 1,78 x 10 ⁻¹ | 2,189 x 10 ⁻¹ | | | |
| 45 | | | | 1,095 x 10 ⁻¹ | 1,741 x 10 ⁻¹ | 2,269 x 10 ⁻¹ | | | |
| 50 | 8,801 | 2,728 x 10 ¹ | 2,957 x 10 ⁻¹ | 9,032 x 10 ⁻² | 1,712 x 10 ⁻¹ | 2,324 x 10 ⁻¹ | 3,883 x 10 ⁻² | 8,73 x 10 ⁻² | 5,105 x 10 ⁻¹ |
| 55 | 7,839 | 2,592 x 10 ¹ | 3,499 x 10 ⁻¹ | 7,422 x 10 ⁻² | 1,697 x 10 ⁻¹ | 2,454 x 10 ⁻¹ | 3,419 x 10 ⁻² | 8,315 x 10 ⁻² | 5,606 x 10 ⁻¹ |
| 60 | 6,951 | 2,489 x 10 ¹ | 4,198 x 10 ⁻¹ | 6,251 x 10 ⁻² | 1,692 x 10 ⁻¹ | 2,733 x 10 ⁻¹ | 2,985 x 10 ⁻² | 7,961 x 10 ⁻² | 6,169 x 10 ⁻¹ |
| 65 | 6,13 | 2,409 x 10 ¹ | 5,019 x 10 ⁻¹ | 5,528 x 10 ⁻² | 1,696 x 10 ⁻¹ | 3,217 x 10 ⁻¹ | 2,609 x 10 ⁻² | 7,597 x 10 ⁻² | 6,756 x 10 ⁻¹ |
| 70 | 5,369 | 2,349 x 10 ¹ | 5,881 x 10 ⁻¹ | 5,087 x 10 ⁻² | 1,696 x 10 ⁻¹ | 3,847 x 10 ⁻¹ | 2,302 x 10 ⁻² | 7,163 x 10 ⁻² | 7,299 x 10 ⁻¹ |
| 75 | 4,666 | 2,269 x 10 ¹ | 6,618 x 10 ⁻¹ | 4,797 x 10 ⁻² | 1,663 x 10 ⁻¹ | 4,492 x 10 ⁻¹ | 2,066 x 10 ⁻² | 6,649 x 10 ⁻² | 7,75 x 10 ⁻¹ |
| 80 | 4,04 | 2,169 x 10 ¹ | 7,187 x 10 ⁻¹ | 4,583 x 10 ⁻² | 1,549 x 10 ⁻¹ | 4,926 x 10 ⁻¹ | 1,886 x 10 ⁻² | 6,093 x 10 ⁻² | 8,103 x 10 ⁻¹ |
| 85 | 3,504 | 2,037 x 10 ¹ | 7,55 x 10 ⁻¹ | 4,398 x 10 ⁻² | 1,348 x 10 ⁻¹ | 4,943 x 10 ⁻¹ | 1,746 x 10 ⁻² | 5,558 x 10 ⁻² | 8,392 x 10 ⁻¹ |
| 90 | 3,067 | 1,883 x 10 ¹ | 7,726 x 10 ⁻¹ | 4,228 x 10 ⁻² | 1,137 x 10 ⁻¹ | 4,69 x 10 ⁻¹ | 1,633 x 10 ⁻² | 5,039 x 10 ⁻² | 8,585 x 10 ⁻¹ |
| 95 | 2,731 | 1,707 x 10 ¹ | 7,714 x 10 ⁻¹ | 4,068 x 10 ⁻² | 9,705 x 10 ⁻² | 4,406 x 10 ⁻¹ | 1,543 x 10 ⁻² | 4,571 x 10 ⁻² | 8,763 x 10 ⁻¹ |
| 100 | 2,5 | 1,528 x 10 ¹ | 7,557 x 10 ⁻¹ | 3,925 x 10 ⁻² | 8,567 x 10 ⁻² | 4,273 x 10 ⁻¹ | 1,466 x 10 ⁻² | 4,171 x 10 ⁻² | 8,939 x 10 ⁻¹ |
| 105 | 2,364 | 1,341 x 10 ¹ | 7,239 x 10 ⁻¹ | 3,808 x 10 ⁻² | 7,862 x 10 ⁻² | 4,394 x 10 ⁻¹ | 1,397 x 10 ⁻² | 3,815 x 10 ⁻² | 9,08 x 10 ⁻¹ |
| 110 | 2,296 | 1,17 x 10 ¹ | 6,827 x 10 ⁻¹ | 3,715 x 10 ⁻² | 7,436 x 10 ⁻² | 4,752 x 10 ⁻¹ | 1,336 x 10 ⁻² | 3,521 x 10 ⁻² | 9,244 x 10 ⁻¹ |
| 115 | 2,265 | 1,021 x 10 ¹ | 6,363 x 10 ⁻¹ | 3,636 x 10 ⁻² | 7,201 x 10 ⁻² | 5,319 x 10 ⁻¹ | 1,283 x 10 ⁻² | 3,271 x 10 ⁻² | 9,423 x 10 ⁻¹ |
| 120 | 2,246 | 8,95 | 5,873 x 10 ⁻¹ | 3,566 x 10 ⁻² | 7,109 x 10 ⁻² | 6,073 x 10 ⁻¹ | 1,235 x 10 ⁻² | 3,047 x 10 ⁻² | 9,566 x 10 ⁻¹ |
| 125 | 2,219 | 7,923 | 5,386 x 10 ⁻¹ | 3,502 x 10 ⁻² | 7,113 x 10 ⁻² | 6,974 x 10 ⁻¹ | 1,192 x 10 ⁻² | 2,863 x 10 ⁻² | 9,684 x 10 ⁻¹ |
| 130 | 2,17 | 7,094 | 4,909 x 10 ⁻¹ | 3,445 x 10 ⁻² | 7,16 x 10 ⁻² | 7,969 x 10 ⁻¹ | 1,155 x 10 ⁻² | 2,702 x 10 ⁻² | 9,802 x 10 ⁻¹ |
| 135 | 2,102 | 6,45 | 4,469 x 10 ⁻¹ | 3,394 x 10 ⁻² | 7,263 x 10 ⁻² | 9,099 x 10 ⁻¹ | 1,122 x 10 ⁻² | 2,561 x 10 ⁻² | 9,901 x 10 ⁻¹ |
| 140 | 2,009 | 5,916 | 4,018 x 10 ⁻¹ | 3,345 x 10 ⁻² | 7,476 x 10 ⁻² | 1,047 | 1,088 x 10 ⁻² | 2,436 x 10 ⁻² | 9,964 x 10 ⁻¹ |
| 145 | 1,895 | 5,498 | 3,58 x 10 ⁻¹ | 3,296 x 10 ⁻² | 7,875 x 10 ⁻² | 1,224 | 1,056 x 10 ⁻² | 2,313 x 10 ⁻² | 9,987 x 10 ⁻¹ |
| 150 | 1,757 | 5,177 | 3,156 x 10 ⁻¹ | 3,243 x 10 ⁻² | 8,599 x 10 ⁻² | 1,467 | 1,03 x 10 ⁻² | 2,198 x 10 ⁻² | 1,013 |

| kVp | Acier | | | Verre | | | Bois | | |
|-----|------------------------------|-----------------------------|--------------------------|------------------------------|-----------------------------|--------------------------|------------------------------|-----------------------------|--------------------------|
| | α (mm ⁻¹) | β (mm ⁻¹) | γ | α (mm ⁻¹) | β (mm ⁻¹) | γ | α (mm ⁻¹) | β (mm ⁻¹) | γ |
| 25 | 9,364 | 4,125 x 10 ¹ | 3,202 x 10 ⁻¹ | 3,804 x 10 ⁻¹ | 1,543 | 2,869 x 10 ⁻¹ | 2,23 x 10 ⁻² | 4,34 x 10 ⁻² | 1,937 x 10 ⁻¹ |
| 30 | 7,406 | 4,193 x 10 ¹ | 3,959 x 10 ⁻¹ | 3,061 x 10 ⁻¹ | 1,599 | 3,693 x 10 ⁻¹ | 2,166 x 10 ⁻² | 3,966 x 10 ⁻² | 2,843 x 10 ⁻¹ |
| 35 | 5,716 | 4,341 x 10 ¹ | 4,857 x 10 ⁻¹ | 2,396 x 10 ⁻¹ | 1,694 | 4,683 x 10 ⁻¹ | 1,901 x 10 ⁻² | 3,873 x 10 ⁻² | 3,732 x 10 ⁻¹ |
| 50 | 1,817 | 4,84 | 4,021 x 10 ⁻¹ | 9,721 x 10 ⁻² | 1,799 x 10 ⁻¹ | 4,912 x 10 ⁻¹ | 1,076 x 10 ⁻² | 1,862 x 10 ⁻³ | 1,17 |
| 55 | 1,493 | 4,515 | 4,293 x 10 ⁻¹ | 8,552 x 10 ⁻² | 1,661 x 10 ⁻¹ | 5,112 x 10 ⁻¹ | 1,012 x 10 ⁻² | 1,404 x 10 ⁻³ | 1,269 |
| 60 | 1,183 | 4,219 | 4,571 x 10 ⁻¹ | 7,452 x 10 ⁻² | 1,539 x 10 ⁻¹ | 5,304 x 10 ⁻¹ | 9,512 x 10 ⁻³ | 9,672 x 10 ⁻⁴ | 1,333 |
| 65 | 9,172 x 10 ⁻¹ | 3,982 | 4,922 x 10 ⁻¹ | 6,514 x 10 ⁻² | 1,443 x 10 ⁻¹ | 5,582 x 10 ⁻¹ | 8,99 x 10 ⁻³ | 6,47 x 10 ⁻⁴ | 1,353 |
| 70 | 7,149 x 10 ⁻¹ | 3,798 | 5,378 x 10 ⁻¹ | 5,791 x 10 ⁻² | 1,357 x 10 ⁻¹ | 5,967 x 10 ⁻¹ | 8,55 x 10 ⁻³ | 5,39 x 10 ⁻⁴ | 1,194 |
| 75 | 5,793 x 10 ⁻¹ | 3,629 | 5,908 x 10 ⁻¹ | 5,291 x 10 ⁻² | 1,28 x 10 ⁻¹ | 6,478 x 10 ⁻¹ | 8,203 x 10 ⁻³ | 6,421 x 10 ⁻⁴ | 1,062 |
| 80 | 4,921 x 10 ⁻¹ | 3,428 | 6,427 x 10 ⁻¹ | 4,955 x 10 ⁻² | 1,208 x 10 ⁻¹ | 7,097 x 10 ⁻¹ | 7,903 x 10 ⁻³ | 8,64 x 10 ⁻⁴ | 9,703 x 10 ⁻¹ |
| 85 | 4,355 x 10 ⁻¹ | 3,178 | 6,861 x 10 ⁻¹ | 4,721 x 10 ⁻² | 1,14 x 10 ⁻¹ | 7,786 x 10 ⁻¹ | 7,686 x 10 ⁻³ | 1,056 x 10 ⁻³ | 1,015 |
| 90 | 3,971 x 10 ⁻¹ | 2,913 | 7,204 x 10 ⁻¹ | 4,55 x 10 ⁻² | 1,077 x 10 ⁻¹ | 8,522 x 10 ⁻¹ | 7,511 x 10 ⁻³ | 1,159 x 10 ⁻³ | 1,081 |
| 95 | 3,681 x 10 ⁻¹ | 2,654 | 7,461 x 10 ⁻¹ | 4,41 x 10 ⁻² | 1,013 x 10 ⁻¹ | 9,222 x 10 ⁻¹ | 7,345 x 10 ⁻³ | 1,133 x 10 ⁻³ | 1,116 |
| 100 | 3,415 x 10 ⁻¹ | 2,42 | 7,645 x 10 ⁻¹ | 4,278 x 10 ⁻² | 9,466 x 10 ⁻² | 9,791 x 10 ⁻¹ | 7,23 x 10 ⁻³ | 9,343 x 10 ⁻⁴ | 1,309 |
| 105 | 3,135 x 10 ⁻¹ | 2,227 | 7,788 x 10 ⁻¹ | 4,143 x 10 ⁻² | 8,751 x 10 ⁻² | 1,014 | 7,05 x 10 ⁻³ | 6,199 x 10 ⁻⁴ | 1,365 |
| 110 | 2,849 x 10 ⁻¹ | 2,061 | 7,897 x 10 ⁻¹ | 4,008 x 10 ⁻² | 8,047 x 10 ⁻² | 1,03 | 6,921 x 10 ⁻³ | 1,976 x 10 ⁻⁴ | 3,309 |
| 115 | 2,579 x 10 ⁻¹ | 1,922 | 8,008 x 10 ⁻¹ | 3,878 x 10 ⁻² | 7,394 x 10 ⁻² | 1,033 | 6,864 x 10 ⁻³ | -3,908 x 10 ⁻⁴ | 6,469 x 10 ⁻¹ |
| 120 | 2,336 x 10 ⁻¹ | 1,797 | 8,116 x 10 ⁻¹ | 3,758 x 10 ⁻² | 6,808 x 10 ⁻² | 1,031 | 6,726 x 10 ⁻³ | -8,308 x 10 ⁻⁴ | 1,006 |
| 125 | 2,13 x 10 ⁻¹ | 1,677 | 8,217 x 10 ⁻¹ | 3,652 x 10 ⁻² | 6,304 x 10 ⁻² | 1,031 | 6,584 x 10 ⁻³ | -1,214 x 10 ⁻³ | 1,192 |
| 130 | 1,969 x 10 ⁻¹ | 1,557 | 8,309 x 10 ⁻¹ | 3,561 x 10 ⁻² | 5,874 x 10 ⁻² | 1,037 | 6,472 x 10 ⁻³ | -1,539 x 10 ⁻³ | 1,285 |
| 135 | 1,838 x 10 ⁻¹ | 1,44 | 8,391 x 10 ⁻¹ | 3,481 x 10 ⁻² | 5,519 x 10 ⁻² | 1,049 | 6,306 x 10 ⁻³ | -1,731 x 10 ⁻³ | 1,465 |
| 140 | 1,724 x 10 ⁻¹ | 1,328 | 8,458 x 10 ⁻¹ | 3,407 x 10 ⁻² | 5,145 x 10 ⁻² | 1,057 | 6,191 x 10 ⁻³ | -1,849 x 10 ⁻³ | 1,53 |
| 145 | 1,616 x 10 ⁻¹ | 1,225 | 8,519 x 10 ⁻¹ | 3,336 x 10 ⁻² | 4,795 x 10 ⁻² | 1,063 | 6,115 x 10 ⁻³ | -1,869 x 10 ⁻³ | 1,498 |
| 150 | 1,501 x 10 ⁻¹ | 1,132 | 8,566 x 10 ⁻¹ | 3,266 x 10 ⁻² | 4,491 x 10 ⁻² | 1,073 | 6,02 x 10 ⁻³ | -1,752 x 10 ⁻³ | 1,483 |

Tableau 5.5 – Valeurs de paramètres à utiliser dans les équations (5.18) et (5.19).
Nota : entre 25 et 35 kVp anode de molybdène, toutes les autres données pour anode en tungstène (d'après [30], avec l'autorisation du National Council on Radiation Protection and Measurements, <http://NCRPpublications.org>).

Le chapitre 4 donne $\dot{H}^*(10) = 4,35 \text{ mSv/min/mA}$ pour ce type de générateur, à 1 m. Soit, pour 5 mA et 1,5 m :

$$H^*(10) = 5 \times 4,35 \times 60 \times \left(\frac{1}{1,5}\right)^2 = 580 \text{ Sv/h} \text{ d'où } T = \frac{0,5 \cdot 10^{-6}}{580} = 8,6 \cdot 10^{-10}$$

Et

$$x = \frac{1}{\alpha\gamma} \times \ln \left[\frac{T^{-\gamma} + \frac{\beta}{\alpha}}{1 + \frac{\beta}{\alpha}} \right] = \frac{1}{8,801 \times 0,2957} \times \ln \left[\frac{(8,6 \cdot 10^{-10})^{-0,2957} + \frac{27,28}{8,801}}{1 + \frac{27,28}{8,801}} \right] = 1,83 \text{ mm}$$

Ainsi une épaisseur de 1,83 mm de plomb permet d'obtenir le débit d'équivalent de dose ambiant sous 10 mm recherché de 0,5 $\mu\text{Sv/h}$ à 1,5 m pour un générateur X de 50 kV et 5 mA avec une anode de tungstène et une filtration de 1 mm d'aluminium.

Facteur de transmission pour un spectre de freinage (accélérateur d'électrons)

Pour des énergies d'électrons plus importantes, les facteurs de transmission des photons émis par freinage (cas des accélérateurs d'électrons) sont représentés dans la figure 5.15. Ils sont donnés pour le béton, le fer et le plomb pour des énergies d'électrons comprises entre 1 à 100 MeV (E_0 sur le faisceau de courbe¹).

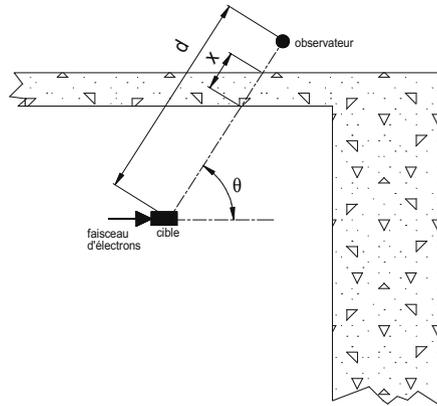


Figure 5.14 – Géométrie pour le calcul des protections d'un accélérateur d'électrons.

La géométrie de calcul est donnée sur la figure 5.14. Il est à noter que les courbes de la figure 5.15 sont valables pour un angle θ de 0° . Pour obtenir le

¹ En toute rigueur, ce paramètre devrait être noté « T_0 ». Néanmoins, la littérature (notamment anglo-saxonne) préfère le terme E_0 que nous retiendrons dans ce paragraphe.

facteur de transmission pour un angle θ de 90° , il faut considérer non plus la courbe correspondant à des électrons d'énergie E_0 , mais utiliser la courbe pour des électrons d'énergie de $2/3 E_0$ [9], afin de prendre en compte la différence de spectre entre les photons émis à 0° et ceux émis à 90° .

Par exemple, calculons le débit d'équivalent de dose dû aux photons de freinage produits par l'interaction d'un faisceau d'électrons d'énergie de 20 MeV et d'intensité $10 \mu\text{A}$, sur une cible épaisse pour un observateur situé à 5 mètres derrière un mur de 100 cm de béton. D'après le chapitre 4 (figure 4.23), nous avons : $\dot{H}^*(10) = 100 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\mu\text{A}^{-1}$ à 1 mètre et 0° et $1,4 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\mu\text{A}^{-1}$ à 1 mètre et 90° . Soit pour $10 \mu\text{A}$: $1000 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 1 mètre et 0° et $14 \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 1 mètre et 90° . D'après la figure 5.15, pour 100 cm de béton et à 0° , la transmission est égale à $T = 2 \cdot 10^{-3}$. À 90° , on considère sur la figure 5.15 une énergie E_0 de $2/3$ de 10 MeV soit 6,67 MeV et donc un facteur $T(\mu x, E) = 8 \cdot 10^{-4}$.

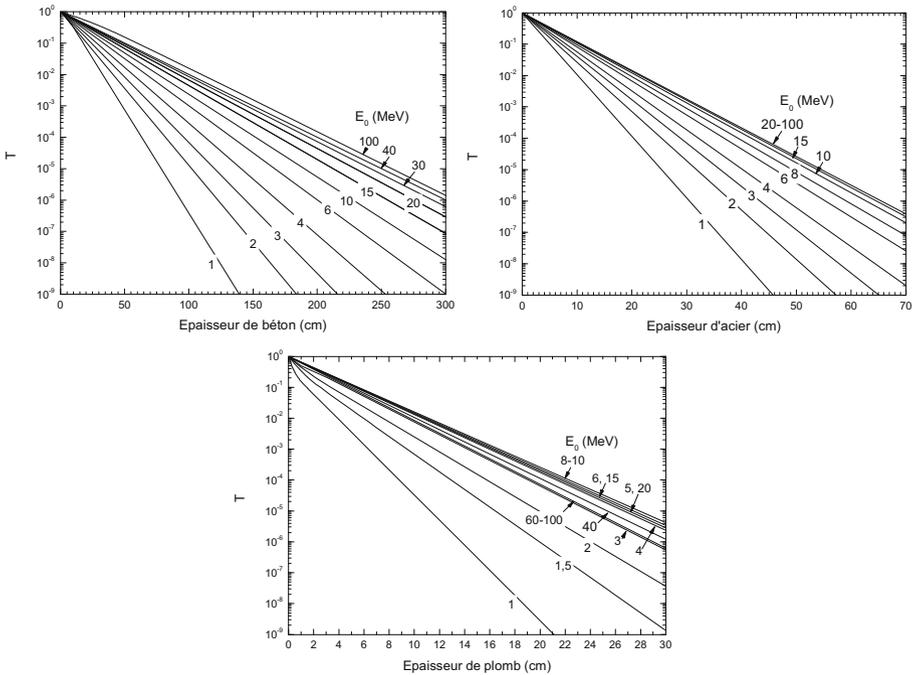


Figure 5.15 – Facteur d'atténuation pour des photons de freinage produit à 0° (θ) d'un faisceau d'électrons d'énergie E_0 dans une cible épaisse : a) pour du béton ordinaire de masse volumique $2,35 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$; b) pour de l'acier de masse volumique $7,8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$; c) pour du plomb de masse volumique $11,35 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ [9], avec l'autorisation de l'AIEA.

On a donc d'après l'équation (5.17).

$$\text{À } 0^\circ \quad \dot{H}^*(10) = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \times T(\mu x, E) = \frac{1000}{5^2} \times 2 \cdot 10^{-3} = 8 \cdot 10^{-2} \text{ Sv}\cdot\text{h}^{-1}$$

$$\text{À } 90^\circ \quad \dot{H}^*(10) = \frac{H_0^*(10)}{d^2} \times T(\mu x, E) = \frac{14}{5^2} \times 8 \cdot 10^{-4} = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Calcul du débit de dose derrière une protection pour une source volumique

Dans les calculs précédents, nous avons considéré des sources ponctuelles sans auto-atténuation. Il s'agit désormais de déterminer le débit d'équivalent de dose derrière une protection, pour une source volumique. Il est, dès lors, important de considérer dans les calculs l'auto-atténuation dans la source, caractérisée par une exponentielle décroissante intégrant le coefficient d'atténuation massique μ_1/ρ de celle-ci, l'atténuation dans l'écran caractérisé par μ_2/ρ ainsi que le build-up généré dans la source et l'écran. L'ensemble « source volumique-écran » est représenté dans le schéma de la figure 5.16.

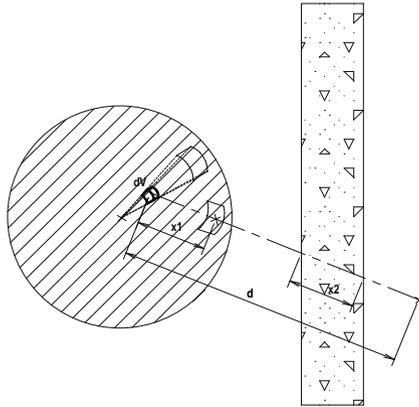


Figure 5.16 – Modélisation du débit de dose d'une source volumique derrière un écran.

De même que pour les sources linéiques ou surfaciques décrites au chapitre 1, il faut, pour calculer l'équivalent de dose dû à une source volumique, découper la source en éléments de volume infinitésimal dV ponctuel vis-à-vis de l'observateur et considérer une densité volumique de flux :

$$n_v = \frac{\dot{N}}{V} .$$

L'élément dV émet $n_v dV$ particules dans tout l'espace et considéré comme ponctuel vis-à-vis de l'observateur ; l'équivalent de dose de chaque volume élémentaire se calcule donc selon l'équation (5.11) :

$$d\dot{H} = \sum_{E_i} \frac{n_v dV}{4\pi d^2} h_{E_i, \Phi} \left[B_i(\mu_{1,E_i} x_1; \mu_{2,E_i} x_2, E_i) \times \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{E_i} (\rho(x_1 + x_2))\right) \right]$$

Il convient alors de l'intégrer sur l'ensemble du volume, ce qui aboutit à l'expression (5.20).

$$\dot{H} = \sum_i \iiint_V \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} h_{E_i, \Phi} B_{E_i}(\mu_{1, E_i} x_1; \mu_{2, E_i} x_2, E_i) \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{E_i} (\rho(x_1 + x_2))\right) dV \quad (5.20)$$

Cette méthode de calcul, dénommée « méthode d'atténuation en ligne droite », est largement utilisée dans les algorithmes de calcul de codes déterministes développés au § 5.12.1 (e.g. Microshield, Mercurad).

Exemple de calcul d'atténuation en ligne droite

Considérons une source linéique de flux total \dot{N} et de longueur L . Estimons le débit d'équivalent de dose ambiant à une distance h de cette source derrière un mur de béton d'épaisseur x . La figure 5.17 illustre la géométrie pour le calcul.

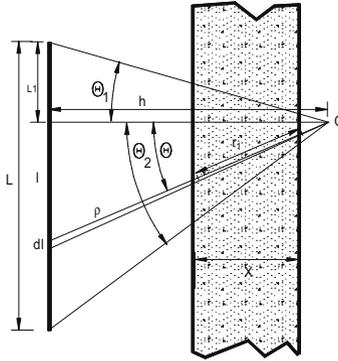


Figure 5.17 – Géométrie pour le calcul du débit d'équivalent de dose d'une ligne derrière un mur.

En considérant la densité volumique de flux $n_L = \frac{\dot{N}}{L}$, l'expression du débit d'équivalent de dose dû à un élément infinitésimal « dl » est donnée par l'expression suivante :

$$d\dot{H} = \frac{n_L h_{\Phi}^*(10)}{4\pi \rho^2} B(\mu_{r_1}, E) e^{-\mu x} dl$$

On procède au changement de variable avec :

$$h \cdot \tan(\theta) = l \quad \text{donc} \quad h \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} = dl \quad \text{et} \quad \rho = \frac{h}{\cos \theta}$$

$$\text{On en déduit : } d\dot{H} = \frac{n_L h_{\Phi}^*(10) \left(\frac{h}{\cos^2 \theta}\right)}{4\pi \left(\frac{h}{\cos \theta}\right)^2} B(\mu_{r_1}, E) e^{-\mu \frac{x}{\cos \theta}} d\theta$$

Pour considérer l'ensemble de la géométrie, il convient alors d'intégrer l'expression sur l'ensemble de la ligne. En première approximation, on suppose le build-up constant et $B(\mu r_1, E) = B(\mu x, E)$ d'où :

$$\dot{H}^*(10) = \frac{\dot{N}h_{\Phi}^*(10)}{4\pi Lh} B(\mu x, E) \int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-\frac{\mu x}{\cos\theta}} d\theta \quad (5.21)$$

Considérons alors une source linéique de ^{137}Cs d'activité 1 GBq (soit une énergie de 660 keV avec un taux d'embranchement de 0,852), avec $L = 10$ cm, $L1 = 3$ cm, $h = 20$ cm, $x = 10$ cm et la densité du béton $d = 2,35$.

Le facteur d'atténuation massique pour du béton et des photons d'énergie 660 keV est de $(\mu/\rho) = 8 \cdot 10^{-2} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$, soit, pour une masse volumique de $2,35 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, un coefficient d'atténuation linéique $\mu = 0,188 \text{ cm}^{-1}$.

Pour le build-up, considérons l'équation de Berger et les données de [29], on obtient le résultat suivant :

$$B(\mu x, E) = 1 + a\mu x \exp(b\mu x) = 1 + 1,5 \times 0,188 \times 10 \exp(0,046 \times 0,188 \times 10) = 4$$

D'après (5.21), on a :

$$\begin{aligned} \dot{H}^*(10) &= \frac{A\Gamma h_{\Phi}^*(10)}{4\pi Lh} B(\mu x, E) \int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-\frac{\mu x}{\cos\theta}} d\theta \\ &= \frac{1 \cdot 10^9 \times 0,852 \times 3 \cdot 10^{-12} \times 3600}{4\pi \times 10 \times 20} \times 4 \times \int_{-\arctan(1/20)}^{\arctan(9/20)} e^{-\frac{\mu x}{\cos\theta}} d\theta \end{aligned}$$

Il faut noter que l'intégrale $\int e^{-\frac{\mu x}{\cos\theta}} d\theta$ n'a pas de solution analytique, mais peut être résolue numériquement, (e.g. la « calculatrice de fonction » du site « <http://wims.unice.fr/> »). Le résultat approché est :

$$\int_{-\arctan(1/20)}^{\arctan(9/20)} e^{-\frac{1,88}{\cos\theta}} d\theta = 0,06855$$

On trouve alors un débit d'équivalent de dose de $\dot{H}^*(10) = 1 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$.

5.4.3 Calcul d'un mur secondaire

Faisceau diffusé sur un fantôme

Diffusé sans protection

Il s'agit ici d'estimer l'équivalent de dose dû aux rayonnements diffusés provoqué par un faisceau primaire. La diffusion pouvant se faire sur un fantôme de dosimétrie, une personne lors d'une radiographie, un mur primaire... La figure 5.18 donne la représentation schématique d'une géométrie du calcul.

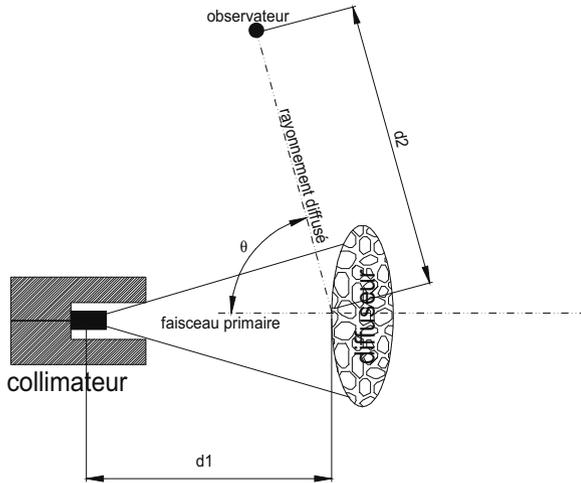


Figure 5.18 – Géométrie pour le calcul d'un équivalent de dose dû au diffusé.

Le rayonnement diffusé par les différentes interactions dans le fantôme et notamment par effet Compton est dépendant de l'angle d'observation θ , de la fluence à la surface du fantôme et de la surface du faisceau interagissant avec le fantôme. Afin d'estimer la fraction de dose ainsi diffusée, il est introduit un coefficient de fraction de dose diffusé α permettant de calculer l'équivalent de dose à un mètre du fantôme. Ce modèle de diffusion avec ses paramètres a été décrit par la NCRP [21], est toujours usité de nos jours pour des calculs simplifiés de dimensionnement (norme NF C 15-160 [25]).

En considérant la géométrie de la figure 5.18, le débit d'équivalent de dose à l'observateur, $\dot{H}_{\text{diffusé}}$, est donné par l'équation (5.22), avec \dot{H}_0 , le débit d'équivalent de dose dû au faisceau primaire et à 1 m de la source, d_1 et d_2 en m et S la surface éclairée en m^2 .

$$\dot{H}_{\text{diffusé}} = \frac{\dot{H}_0}{d_1^2} \times \frac{\alpha S}{d_2^2} \quad (5.22)$$

Dans l'équation (5.22) « \dot{H}_0/d_1^2 » représente le débit d'équivalent de dose à la surface du fantôme. Le facteur α , fonction de l'énergie des photons incidents, de l'angle θ et de la nature du diffuseur, est donné dans la littérature. La surface éclairée S étant en m^2 , il faut impérativement donner la valeur de α pour une surface éclairée de 1 m^2 . Le facteur « αS » (sans dimension) permet de calculer le débit d'équivalent de dose diffusé à un mètre du fantôme.

La figure 5.19, issue de la NCRP [22], fournit les coefficients α pour des photons d'énergies comprises entre 0,1 à 10 MeV pour différents angles et sur des diffuseurs en béton et en acier.

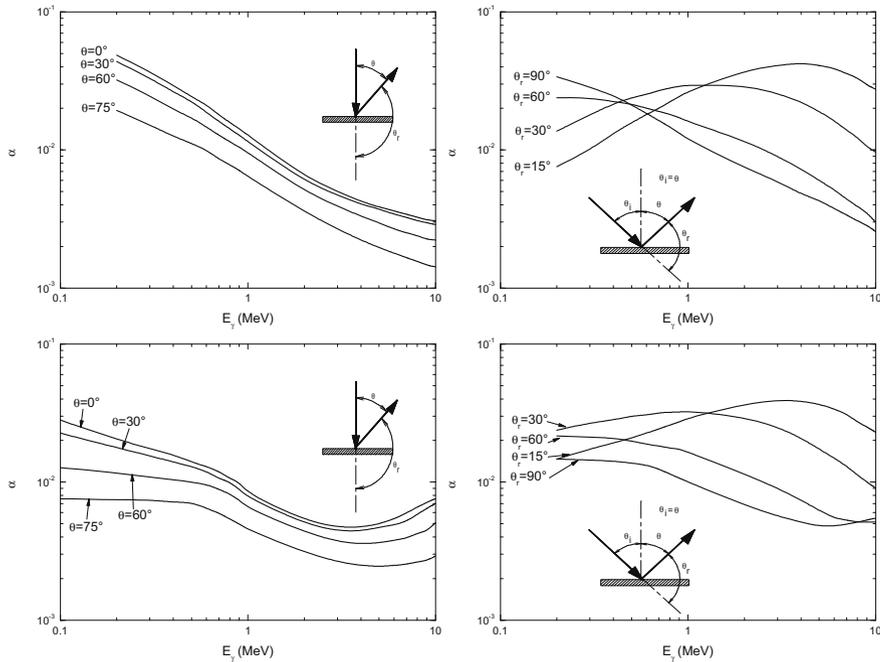


Figure 5.19 – Facteurs de diffusion α en fonction de l'angle pour différentes énergies, angles et matériaux diffusants [22], avec l'autorisation du National Council on Radiation Protection and Measurements, <http://NCRPPublications.org>.

La figure 5.20, issue de l'AIEA [9], fournit les coefficients α pour des photons issus du rayonnement de freinage produit par des électrons d'énergie E_0 entre 1 et 100 MeV pour différents angles et sur des diffuseurs en eau, béton, plomb et en acier.

Pour des faisceaux de rayonnements X, entre 50 et 150 kVp, l'équation (5.23) d'après [30] donne une expression de α en fonction de l'énergie E (en kVp) et θ (en degrés). Cette expression est une interpolation effectuée à partir de différentes données de la littérature.

$$\alpha = 1,6 \cdot 10^{-4} (E - 125) + 8,434 \cdot 10^{-2} - 1,105 \cdot 10^{-3} \theta + 9,828 \cdot 10^{-6} \theta^2 - 1,741 \cdot 10^{-8} \theta^3 \tag{5.23}$$

Calcul de la protection secondaire

Considérons un faisceau primaire (rayonnement collimaté) diffusant sur un fantôme (figure 5.21). On se propose de calculer le débit d'équivalent de dose derrière le mur secondaire.

En considérant l'équation (5.22) et le facteur de transmission défini dans l'équation (5.17), il vient alors le débit d'équivalent de dose dû aux rayonnements diffusés derrière un mur secondaire défini par l'équation (5.24).

$$\dot{H}_{\text{diffusé}} = \frac{\dot{H}_0}{d_1^2} \times \frac{\alpha S}{d_2^2} \times T_{\text{sec}}(\mu x, E, \theta) \tag{5.24}$$

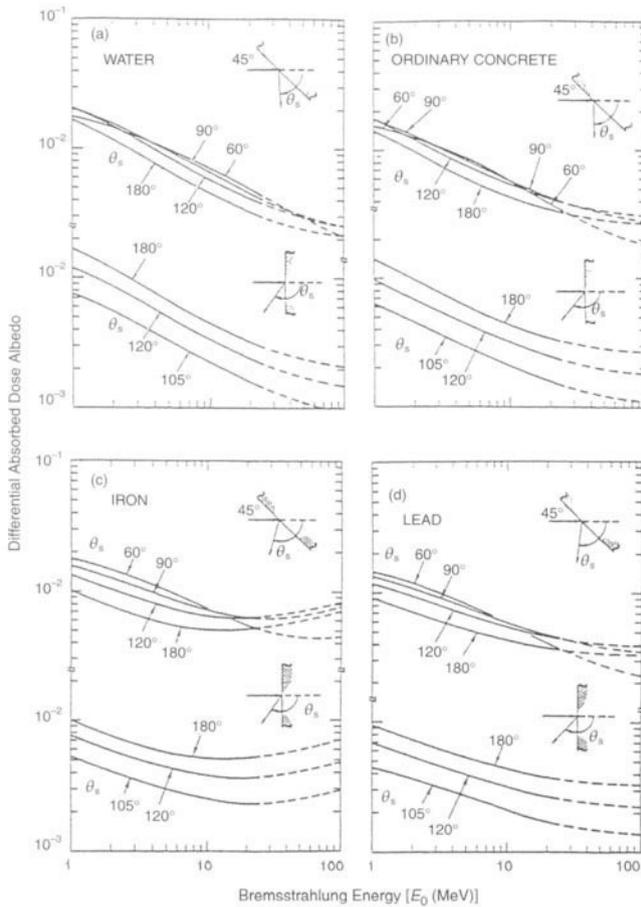


Figure 5.20 – Facteurs de diffusion α en fonction de l'énergie maximale des photons de freinage pour un diffuseur en : a) eau ; b) béton ; c) acier ; d) plomb, d'après [9]. Avec l'autorisation de l'AIEA.

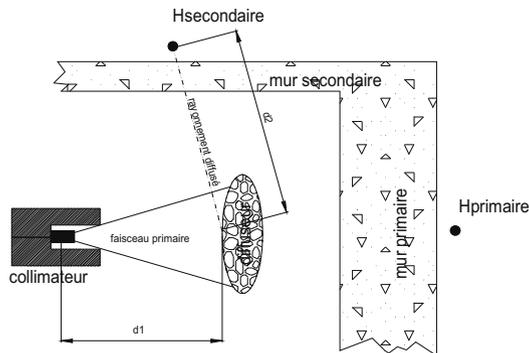


Figure 5.21 – Géométrie pour le calcul d'un mur secondaire.

$T_{\text{sec}}(\mu x, E, \theta)$ est le facteur de transmission de l'écran secondaire pour un angle de diffusion donné. Notons que l'énergie du rayonnement diffusé est dégradée vis-à-vis du rayonnement primaire. Pour une énergie primaire et un angle donné, il est possible de calculer l'énergie du photon diffusé en considérant uniquement l'effet Compton. On a montré au chapitre 2 que l'énergie pour un angle compris entre 90 et 180° (seule portion d'angle possible selon la figure 5.21) est inférieure à 511 keV. Les valeurs des facteurs de transmission $T_{\text{sec}}(\mu x, E, \theta)$ pour différents angles de diffusion sont données dans la CIPR [13]. La figure 5.22 donne $T_{\text{sec}}(\mu x, E, \theta)$ pour du ^{60}Co , pour différentes valeurs de θ .

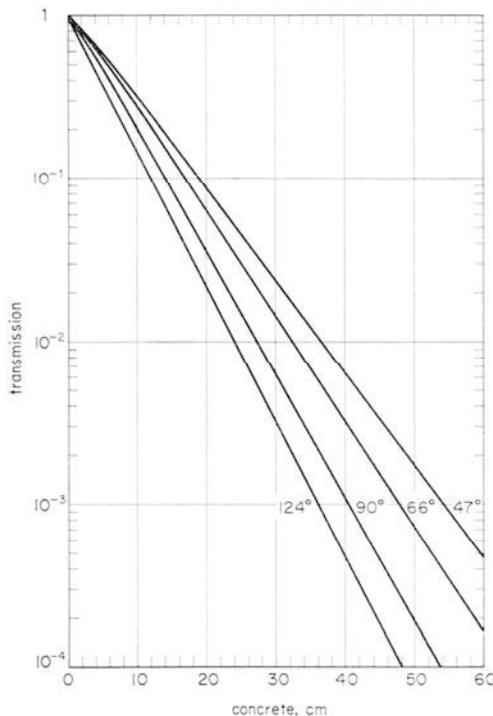


Figure 5.22 – Transmission des rayonnements secondaires du ^{60}Co pour différents angles de diffusion [13], avec l'autorisation de Michiya Sasaki on behalf of ICRP.

À titre d'exemple, considérons un faisceau de photons issu d'un irradiateur composé d'une source de ^{137}Cs - $^{137\text{m}}\text{Ba}$ d'activité 10 TBq dans une casemate représentée par la figure 5.23. Le faisceau primaire « éclaire » le mur sur une surface de $0,16$ m². Considérons un objectif de radioprotection en débit d'équivalent de dose ambiant de $2,5$ $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ à 50 cm derrière les protections. Nous nous proposons de calculer l'épaisseur des murs primaires et secondaires (ceux-ci seront en béton ordinaire de $2,35$ g $\cdot\text{cm}^{-3}$) afin d'être conforme à cette exigence.

Le couple ^{137}Cs - $^{137\text{m}}\text{Ba}$ émet des photons d'énergie 0,661 MeV avec un rendement d'émission de 85,2 %. Le débit d'équivalent de dose à 1 mètre de la source de 10 TBq peut se calculer au chapitre 4 (équation 4.2).

$$\begin{aligned}\dot{H}^*(10) &= 1,5 \cdot 10^{-10} \times 10 \cdot 10^{12} \times 0,661 \times \frac{85,2}{100} = 780 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1} \\ &= 780\,000 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1} (0,78 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1})\end{aligned}$$

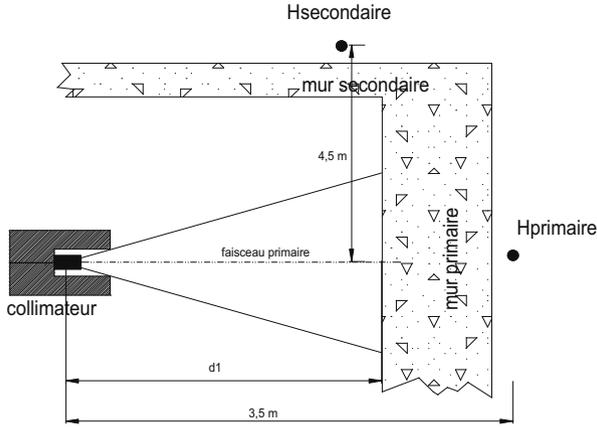


Figure 5.23 – Implantation d'un irradiateur au ^{137}Cs dans une casemate.

Les étapes décrites précédemment pour le dimensionnement sont détaillées ci-après.

Pour le calcul du mur primaire, d'après l'équation (5.17), on a :

$$\dot{H}^*(10) = \frac{\dot{H}_0^*(10)}{d^2} \times T(x, E, \text{écran}) \quad \text{d'où } T = \frac{\dot{H}^*(10) \times d^2}{\dot{H}_0^*(10)}$$

La distance entre le point d'observation et la source est de 3,5 m, d'où :

$$T = \frac{\dot{H}^*(10) \times d^2}{\dot{H}_0^*(10)} = \frac{2,5 \times 3,5^2}{780\,000} = 4 \cdot 10^{-5}$$

D'après la courbe de la figure 5.11, une transmission de $4 \cdot 10^{-5}$ pour du ^{137}Cs - $^{137\text{m}}\text{Ba}$ nécessite une épaisseur de 75 cm de béton.

Pour le calcul du mur secondaire, le rayonnement à considérer pour l'estimation du mur secondaire correspond à celui diffusé à 90° sur le mur primaire. D'après l'équation (5.24), nous pouvons écrire :

$$\dot{H}_{\text{diffusé}} = \frac{\dot{H}_0}{d_1^2} \times \frac{\alpha S}{d_2^2} \times T_{\text{sec}}(\theta) \quad \text{d'où } T_{\text{sec}} = \frac{\dot{H}_{\text{diffusé}} \times d_1^2 \times d_2^2}{\dot{H}_0 \times \alpha S}$$

On a $\dot{H}_{\text{diffusé}} = 2,5 \cdot 10^{-6}$ Sv/h (objectif fixé de radioprotection en termes d'équivalent de dose) ; $d_1 = 3,5 - (0,5 + 0,75) = 2,25$ m ; $d_2 = 4,5$ m ; $\alpha = 8 \cdot 10^{-3}$ (figure 5.19) pour une surface éclairée de 1 m² et $S = 0,16$ m².

$$T = \frac{\dot{H}_{\text{diffusé}} \times d_1^2 \times d_2^2}{\dot{H}_0 \times \alpha S} = \frac{2,5 \times 2,25^2 \times 4,5^2}{780\,000 \times 8 \cdot 10^{-3} \times 0,16} = 0,25$$

L'énergie du photon diffusé par effet Compton (chapitre 2, équation 2.31), pour un angle de diffusion à 90° et une énergie du photon primaire de 661 keV, est de 300 keV. Une transmission de 0,25 pour une énergie de 300 keV est assurée par une épaisseur de béton de 14 cm (figure 5.12).

Rayonnement de fuite

Pour estimer le mur secondaire, outre la caractérisation de la composante diffusée, il y a lieu de prendre en compte la fuite de rayonnement autour du collimateur (celui-ci n'atténue pas 100 % du rayonnement). La figure 5.24 illustre les deux sources de rayonnement pour le calcul du mur secondaire.

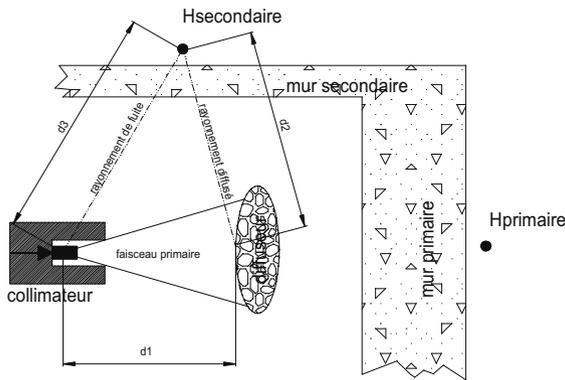


Figure 5.24 – Géométrie pour le calcul du mur secondaire avec la prise en compte du rayonnement de fuite.

En pratique, les valeurs de rayonnement de fuite doivent être données par le constructeur. Il faut noter que pour les accélérateurs de radiothérapie, la norme IEC [15] exige que la dose absorbée due au rayonnement diffusé soit inférieure à 0,1 % de la dose absorbée dans le faisceau.

5.4.4 Calcul de chicane

Dans le cas où les murs primaires ou secondaires sont épais, il peut être trop contraignant de disposer une porte d'épaisseur égale à l'épaisseur des murs. Aussi, une alternative possible consiste en la mise en place d'une structure en forme de labyrinthe dénommée « chicane » permettant d'atténuer le rayonnement par diffusions successives. La figure 5.25 donne une visualisation de photons de 1,25 MeV diffusant dans une « chicane » par calcul Monte-Carlo (MCNPX). Dans ce schéma, la source est centrée dans la casemate. On remarque qu'à mesure de la progression dans la chicane, le nombre de photons diminuent à chaque diffusion.

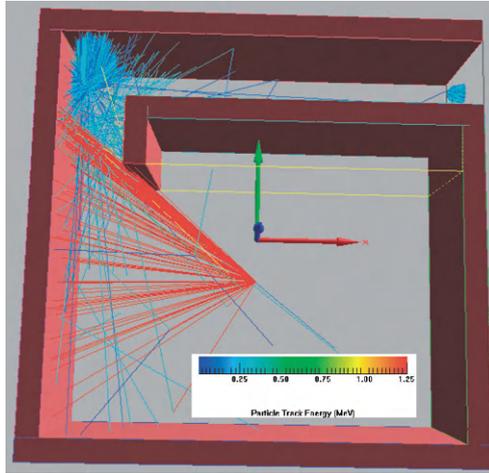


Figure 5.25 – Visualisation des photons diffusés dans une chicane modélisée par calcul Monte-Carlo.

La figure 5.26 donne une géométrie type pour le calcul d'une chicane. La source est positionnée au point S. Dans un premier temps, à la manière de l'optique, il faut évaluer géométriquement comment se diffuse le rayonnement jusqu'à la sortie de la chicane. Le faisceau est diffusé une première fois sur la surface S_1 , puis une seconde fois sur la surface S_2 . Pour atteindre la sortie de la chicane, les photons parcourent une distance d_1 (en mètre) puis d_2 (en mètre) puis d_3 (en mètre). Le calcul de la dose équivalente en sortie de chicane est identique à celui d'une diffusion sur un fantôme répété par le nombre de surfaces diffusantes en présence. Ainsi, l'équation (5.25) donne le débit d'équivalent de dose à la sortie de la chicane en considérant deux surfaces de diffusion successives.

$$\dot{H}_{\text{sortie de chicane}} = \left(\frac{\dot{H}_0}{d_1^2} \right) \left(\frac{\alpha_1 S_1}{d_2^2} \right) \left(\frac{\alpha_2 S_2}{d_3^2} \right) \quad (5.25)$$

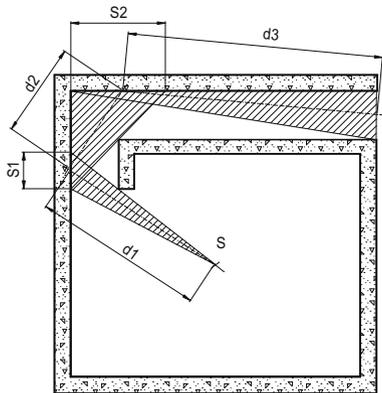


Figure 5.26 – Approche géométrique pour le calcul d'une chicane.

En sortie de chicane, l'équivalent de dose dû aux diffusions multiples est :

$$\begin{aligned}\dot{H}_{\text{sortie de chicane}} &= \frac{\dot{H}_0}{d_1^2} \times \left(\frac{\alpha_1 S_1}{d_2^2} \right) \times \left(\frac{\alpha_2 S_2}{d_3^2} \right) \\ &= \frac{0,351}{(5,4)^2} \times \frac{1,5 \cdot 10^{-2} \times (1,2 \times 3)}{3^2} \times \frac{2 \cdot 10^{-2} \times (3 \times 3)}{7,8^2} = 0,2 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}\end{aligned}$$

La chicane considérée a été simulée à l'aide d'un code Monte-Carlo (MCNPX) afin d'évaluer la performance de cette méthode de calcul. À noter que le calcul ne considère que les équivalents de dose dus à la diffusion dans la chicane et non ceux directement transmis à travers le mur.

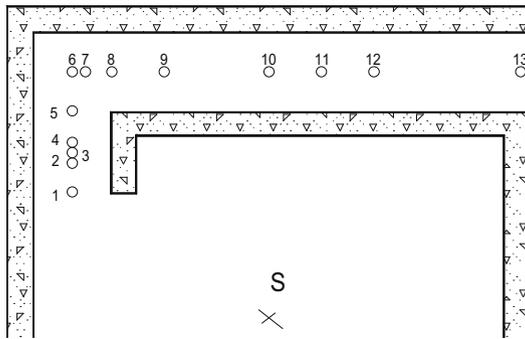


Figure 5.28 – Position des points pour le calcul Monte-Carlo dans la chicane.

La figure 5.28 donne la position des points (1 à 13) pour les calculs Monte-Carlo dans la chicane. La figure 5.29 donne les valeurs du calcul Monte-Carlo en fonction de la position (point 1 à 13) dans la chicane. Les calculs analytiques (équation (5.26)) sont superposés sur cette figure.

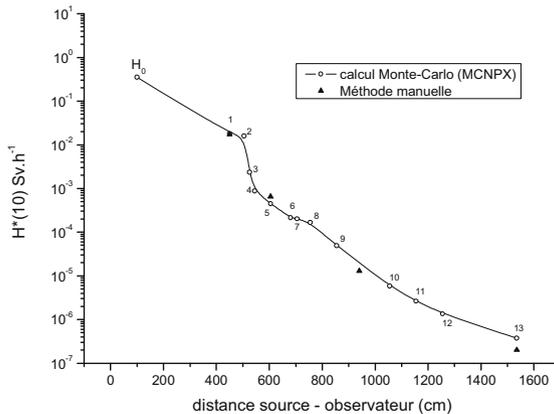


Figure 5.29 – Comparaison des calculs Monte-Carlo et de la méthode semi-empirique pour l'évaluation des équivalents de dose en différents points de la chicane.

On observe moins d'un facteur 2 entre le calcul par la méthode Monte-Carlo et la méthode analytique. Cette méthode triviale permet donc une bonne estimation des équivalents de dose en différents points d'une chicane. En sortie de chicane, l'équivalent de dose calculé par la méthode Monte-Carlo est $0,37 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ pour une estimation analytique de $0,2 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

5.4.5 Effet de ciel dû aux photons

En raison de contraintes mécaniques, en certains cas, l'épaisseur du toit au-dessus de la source de rayonnement ne peut être aussi importante que le mur primaire ou secondaire. Il y a lieu alors d'estimer le débit d'équivalent de dose sur le toit et de conclure sur les restrictions d'accès à envisager. Au-dessus du toit, l'équivalent de dose peut être important et il faut donc s'assurer que la diffusion sur les molécules d'air n'engendre pas une valeur importante à distance de la protection. Cette diffusion est dénommée « effet de ciel ».

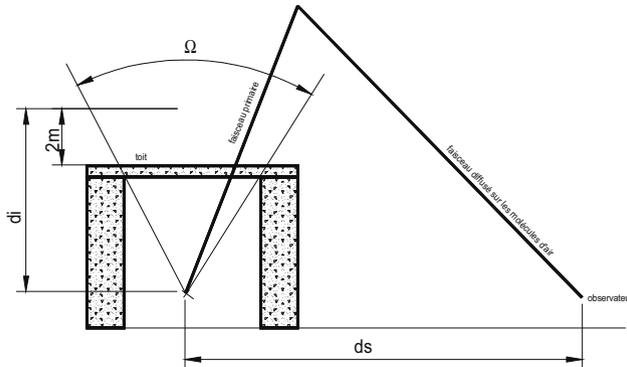


Figure 5.30 – Géométrie schématisée pour le calcul de l'effet de ciel.

L'expression (5.27) issue de la NCRP [24] permet d'estimer l'équivalent de dose dû à l'effet de ciel au moyen d'une expression semi-empirique. Cette relation donne le débit d'équivalent de dose en $\text{nSv}\cdot\text{h}^{-1}$ à une distance d_s en mètre.

$$\dot{H} = \frac{2,5 \cdot 10^7 T \dot{H}_0 \Omega^{1,3}}{(d_i d_s)^2} \quad (5.27)$$

Avec d_i la distance (en mètre) entre la source et 2 mètres au-dessus du toit (voir figure 5.30) ; d_s la distance (en mètre) entre la source et l'observateur ; T le facteur de transmission des photons par le toit ; \dot{H}_0 le débit d'équivalent de dose à 1 mètre de la source ($\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$) et Ω l'angle solide d'émission (Sr).

Estimons, par exemple, le débit d'équivalent de dose à 30 mètres d'une source de ^{60}Co d'activité 10 TBq dans une casemate cylindrique de 10 mètres de diamètre et de hauteur 5 m. La casemate n'a pas de toit. La source est à 1,5 mètre du sol. La figure 5.31 représente la géométrie de cet exemple.

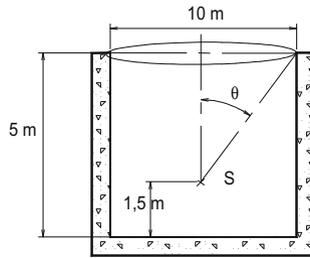


Figure 5.31 – Géométrie pour l'exemple de calcul de l'effet de ciel.

On a :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta) = 2\pi \left(1 - \cos \left(\arctan \left(\frac{5}{5 - 1,5} \right) \right) \right) = 2,7 \text{ Sr}$$

$$T = 1 ; \dot{H}_0 = 3,51 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} ; d_i = 5,5 \text{ m}$$

$$\dot{H} = \frac{2,5 \cdot 10^7 T \dot{H}_0 \Omega^{1,3}}{(d_i d_s)^2} = 1,2 \cdot 10^4 \text{ nSv} \cdot \text{h}^{-1} \quad (12 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1})$$

À trente mètres de la casemate, le débit d'équivalent de dose est encore de $12 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. Cette valeur significative impose la prise en compte de cette composante.

5.5 Protection par des écrans : cas des neutrons

L'efficacité des protections biologiques contre les neutrons dépend de deux effets de l'interaction neutrons-matière :

- le ralentissement des neutrons par chocs successifs sur d'autres noyaux (diffusion), ce qui a pour effet une perte d'énergie. Or, comme admis au chapitre 3, les facteurs de conversion « fluence-équivalent de dose » sont plus faibles à basse énergie ;

- l'absorption des neutrons qui a pour effet leur annihilation avec pour conséquence probable l'émergence de particules secondaires (neutrons, photons).

Un calcul d'écran pour la protection contre les neutrons est alors fondé sur le ralentissement des neutrons par chocs successifs (chapitre 2), puis leur capture (e.g capture radiative). On rappellera que la capture radiative est responsable de l'émission de photons de haute énergie (chapitre 4).

5.5.1 Atténuation des neutrons – épaisseurs dixièmes

L'approche calculatoire simplifiée des protections contre les neutrons est identique à celle adoptée pour les photons : une atténuation exponentielle pondérée par un facteur d'accumulation. Néanmoins, l'évaluation de ce facteur est plus complexe que pour les photons : il est dépendant de la diffusion des neu-

trons, mais également des particules secondaires comme des neutrons ou des photons issus des captures radiatives. Néanmoins, pour des épaisseurs faibles de protection, l'atténuation peut être considérée comme exponentielle permettant à l'instar des photons l'utilisation du concept d'épaisseur dixième. Ainsi, l'équation (5.28) donne une approximation de l'équivalent de dose neutrons derrière une épaisseur d'écran de x cm.

$$\dot{H}^*(10) = \frac{\dot{H}_0^*(10)}{d^2} \times 10^{(-x/x_{1/10})} \quad (5.28)$$

avec $\dot{H}_0^*(10)$ le débit d'équivalent de dose à 1 m ; d la distance en mètre entre la source et l'observateur ; $x_{1/10}$ l'épaisseur dixième.

Le tableau 5.6 donne les épaisseurs dixièmes pour quelques sources de neutrons, pour différents matériaux. Ces valeurs ont été tirées de la littérature [13] ou mesurées au CEA de Saclay.

| Sources | Épaisseur dixième (en cm) pour différents matériaux | | | |
|-------------------|--|--------------|------|-------|
| | Paraffine | Béton (2,35) | Eau | Plomb |
| ^{252}Cf | 14 | 25,5 | 19,5 | 53 |
| AmF | 11,5 | 28 | – | – |
| AmLi | 8 | 22 | – | – |
| AmBe | 23 | 37 | – | – |

Tableau 5.6 – Épaisseur $x_{1/10}$ pour des sources neutrons.

À titre d'exemple, considérons une source de AmBe d'activité 111 GBq et calculons le débit d'équivalent de dose neutronique à 2 mètres de cette source derrière 34 cm de paraffine. Dans cet exemple, nous ne tenons pas compte des photons émis par la source de ^{241}Am .

Pour une source d'AmBe, le chapitre 4 donne un facteur de conversion moyen « débit d'équivalent de dose ambiant-activité » de $0,752 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{GBq}^{-1}$ à 1 m.

À 1 mètre de la source, sans protection, on a donc $\dot{H}_0^*(10) = 111 \times 0,752 = 83 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

Derrière les 34 cm de paraffine, le débit d'équivalent de dose serait :

$$\dot{H}^*(10) = \frac{\dot{H}_0^*(10)}{d^2} \times 10^{(-x/x_{1/10})} = \frac{83}{2^2} \times 10^{(-34/23)} = 0,7 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$$

On se propose d'évaluer cette méthode semi-empirique. La figure 5.32 compare l'atténuation apportée par la méthode de l'épaisseur $1/10^e$ et un calcul complet à l'aide d'un code de transport de type Monte-Carlo pour un écran de polyéthylène et un écran de béton, pour une source d'AmBe.

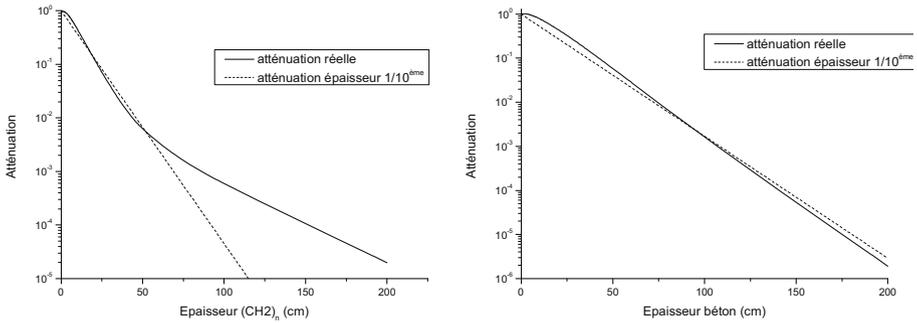


Figure 5.32 – Comparaison entre la méthode de l'épaisseur 1/10^e et l'atténuation réelle pour un écran de polyéthylène et un écran de béton pour une source d'AmBe.

Pour le polyéthylène, on remarque que jusqu'à une épaisseur de 50 cm, la méthode utilisant l'épaisseur 1/10^e donne une bonne estimation de l'atténuation. Par contre, au-delà de cette épaisseur, cette méthode de calcul diverge rapidement de l'atténuation réelle. La raison en est la suivante : au-delà des 50 cm de protection, l'équivalent de dose derrière la protection n'est plus dû aux neutrons primaires dont une grande partie est annihilée par capture radiative, mais aux photons émergeant de ces mêmes captures produites dans la protection. Pour le béton, les courbes sont plus proches avec un rapport entre 0,7 et 1,5. Cette différence de comportement s'explique par la forte présence d'hydrogène dans le (CH₂)_n, favorisant les captures radiatives en raison d'une section efficace (n,γ) très importante dans la gamme d'énergie des neutrons émis par une source de AmBe (voir chapitre 2).

5.5.2 Courbes de transmission pour les neutrons

Les performances de la méthode de l'épaisseur 1/10^e sont donc limitées au-delà de 50 cm pour les matériaux hydrogénés de faible densité. Les courbes de transmission pour les neutrons doivent alors être calculées à l'aide d'un code Monte-Carlo. Le calcul intégrera toutes les composantes du rayonnement primaire et secondaire issues des multiples réactions ayant lieu dans la protection. Dans le cas des neutrons, on préfère utiliser la notion d'« indice de transmission », $I(\Sigma x, E)$, ce dernier étant le produit du facteur de conversion « fluence-équivalent de dose » des neutrons primaires par la transmission [4]. Nous écrivons donc :

$$H_{\text{derrière protection}} = \Phi h_{\Phi} T(\Sigma x, E), \text{ avec } I(\Sigma x, E) = h_{\Phi} T(\Sigma x, E).$$

L'équivalent de dose derrière la protection est alors donné par l'équation (5.29)

$$H = \Phi I(\Sigma x, E) \quad (5.29)$$

En combinant (5.29) et le calcul de la fluence pour une source isotrope (chapitre 1), on obtient à une distance d (cm), pour une source ponctuelle isotrope, la relation (5.30).

$$\dot{H} = \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} I(\Sigma x, E) \quad (5.30)$$

Les indices de transmission $I(\Sigma x, E)$ (pSv·cm²) donnés dans les figures 5.33 à 5.36 ont été calculés à l'aide du code Monte-Carlo MCNPX pour la grandeur « équivalent de dose ambiant sous 10 mm $H^*(10)$ », pour différents types d'émissions neutroniques et pour différents matériaux. Afin d'aider le lecteur à une meilleure exploitation des figures, les indices de transmission sont tabulés dans l'annexe 2. Dans cette annexe, outre les indices de transmission pour les neutrons thermiques, 14 MeV, issus d'une source AmBe et ²⁴⁴Cm, ont été ajoutés les indices de transmission pour des neutrons monoénergétiques de 0,5, 1, 2,5, 5 et 10 MeV.

Il faut noter qu'au point d'observation, en plus de l'équivalent de dose dû aux neutrons, la contribution des photons créés par capture radiative dans les matériaux est considérée. La composition des matériaux utilisés est donnée dans l'annexe 1.

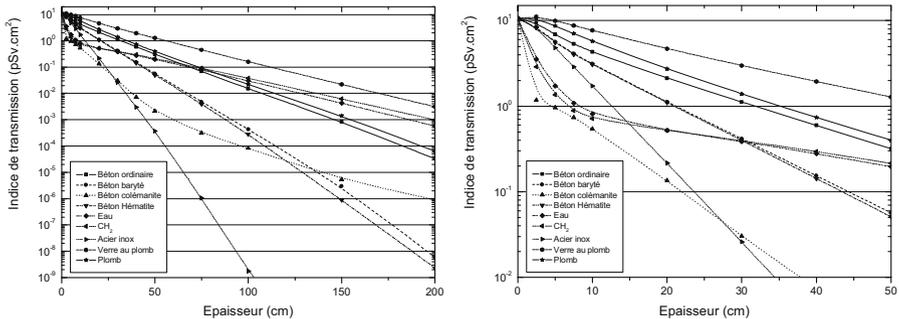


Figure 5.33 – Indice de transmission en équivalent de dose pour des neutrons thermiques.

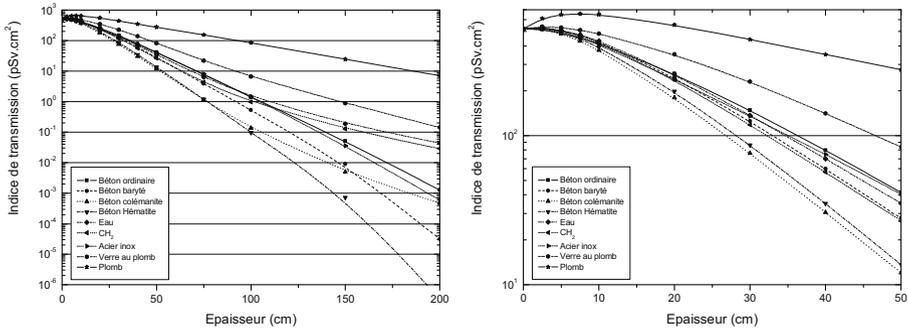


Figure 5.34 – Indice de transmission en équivalent de dose pour des neutrons monoénergétiques de 14 MeV.

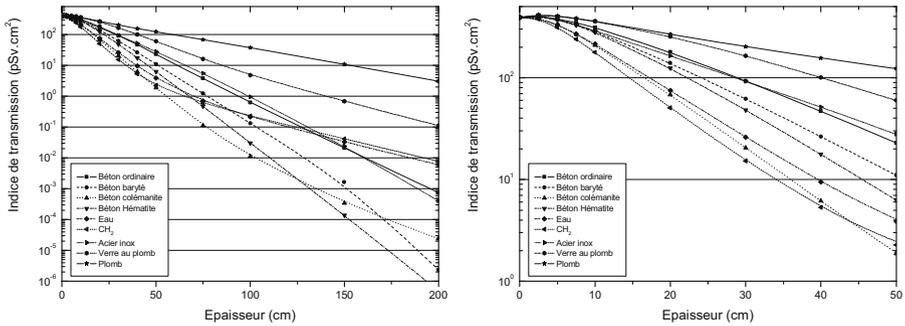


Figure 5.35 – Indice de transmission en équivalent de dose pour un spectre de neutrons d'une source de $^{241}\text{AmBe}$.

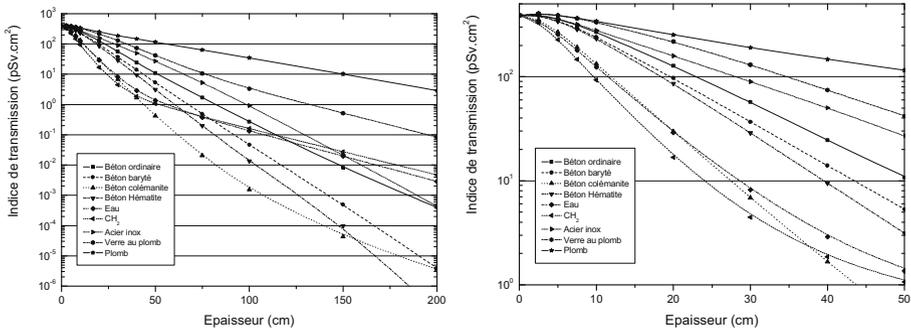


Figure 5.36 – Indice de transmission en équivalent de dose pour un spectre de neutrons d'une source de ^{244}Cm .

Les changements de pente dans les courbes s'expliquent par la contribution des photons issus des captures radiatives qui deviennent prépondérantes par rapport aux neutrons, à partir d'une certaine épaisseur de protection.

Pour les neutrons de 14 MeV, il est pertinent de noter que dans le cas du plomb, jusqu'à environ 30 cm, l'équivalent de dose est supérieur avec la protection. Cela est imputable aux réactions $(n,2n)$ qui créent plus de neutrons à des énergies où les coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » sont équivalents et en raison des sections efficaces importantes à 14 MeV.

La visualisation des courbes de transmission permet de déduire rapidement le type de matériau à utiliser en fonction de l'indice de transmission désiré. Prenons le cas d'un spectre de fission spontanée tel que celui du ^{244}Cm . Dans cet exemple, le polyéthylène permet une bonne atténuation pour des épaisseurs de moins de 50 cm, mais devient rapidement moins performant au-delà.

Dans le cas de la source de $^{241}\text{AmBe}$, les photons du ^{241}Am ne sont pas pris en compte dans les calculs. Il ne faut pas oublier de considérer cette contribution pour dimensionner un écran par rapport à des objectifs de radioprotection, notamment dans le cas de matériaux légers.

Illustrons l'utilisation des abaques proposés, en cherchant les épaisseurs de différents matériaux permettant d'obtenir un débit d'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons de $0,5 \mu\text{Sv/h}$ à deux mètres d'une source de $^{241}\text{AmBe}$ de 111 GBq.

Précédemment, nous avons calculé à un mètre de cette source un débit d'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons de $83 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. L'indice de transmission désiré est selon (5.30) :

$$I(\Sigma x, E) = \dot{H} \times \frac{4\pi d^2}{\dot{N}} = \frac{(0,5 \cdot 10^{-6} \times 1 \cdot 10^{12})}{3600} \times \frac{4\pi(200)^2}{7,3 \cdot 10^6} = 9,5 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$$

À noter l'attention à porter aux unités, ainsi le débit d'équivalent de dose doit s'exprimer en pSv/s, expliquant la présence des facteurs $1 \cdot 10^{12}$ et 3600 dans l'équation précédente.

Ainsi, en utilisant l'abaque de la figure 5.35, on obtient les épaisseurs suivantes en fonction du type de matériau dans le tableau 5.7.

| Matériau | Épaisseur (cm) |
|-------------------|----------------|
| $(\text{CH}_2)_n$ | 34 |
| Béton colémanite | 36 |
| Eau | 40 |
| Béton hématite | 46 |
| Béton baryté | 51 |
| Béton ordinaire | 61 |
| Acier inox | 66 |
| Verre au plomb | 84 |
| Plomb | 153 |

Tableau 5.7 – Épaisseur de blindage nécessaire pour obtenir un débit d'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons de $0,5 \mu\text{Sv/h}$ à deux mètres d'une source de $^{241}\text{AmBe}$ de 111 GBq.

On remarque que selon le matériau utilisé les épaisseurs sont comprises entre 34 et 153 cm. À l'évidence, le plomb est le moins performant des matériaux dans ce cas de figure.

5.5.3 Calcul d'une chicane pour les neutrons

En raison de la complexité de la dégradation du spectre énergétique des neutrons dans la chicane, le calcul de l'équivalent de dose dû aux neutrons en sortie de chicane ne peut se faire à l'identique du calcul présenté pour les photons, c'est-à-dire par calcul de diffusions successives dans la chicane.

La NCRP [23] propose une méthode analytique permettant ce type de calcul. L'expression dépend essentiellement de la loi en $1/d^2$ et d'un facteur de diffusion empirique de 2. Cette expression est présentée dans l'équation (5.31).

$$H(r_i) = 2 \times H_0(r_0) \left(r_0 / r_i \right)^2 \quad \text{dans le premier couloir} \quad (5.31)$$

Dans les couloirs successifs, l'expression est la somme de deux exponentielles donnée dans l'expression (5.32).

$$H(r_i) = \left(\frac{\exp\left(-r_i / 0,45\right) + 0,022 \times S_i^{1,3} \times \exp\left(-r_i / 2,35\right)}{1 + 0,022 \times S_i^{1,3}} \right) \times H_{0i}$$

pour le i -ième couloir ($i > 1$) (5.32)

avec r_0 la distance (en m) entre la source et l'entrée de la chicane ; r_1 la distance (m) entre la source et le premier trajet dans le couloir ; $H_0(r_0)$ l'équivalent de dose primaire à l'entrée de la chicane ; S_i la surface de la chicane ; H_{0i} l'équivalent de dose à l'entrée du i -ième couloir ; r_i la distance (m) du i -ième trajet dans le couloir.

La figure 5.37 donne la géométrie pour les paramètres utilisés dans les expressions (5.31) et (5.32).

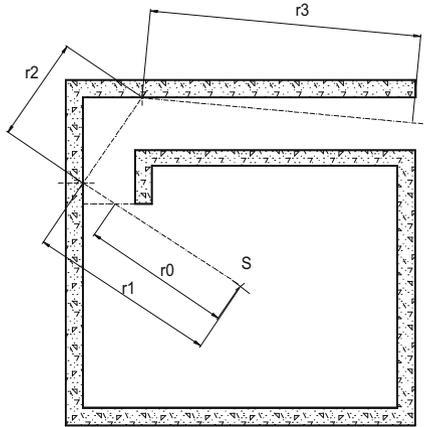


Figure 5.37 – Géométrie pour le calcul des expressions (5.31) et (5.32).

Pour illustrer cette approche, calculons l'équivalent de dose d'une source de neutrons d'énergie 14 MeV et de flux $1 \cdot 10^{11}$ n/s dans la casemate de la figure 5.27. À noter que le calcul ne considère que les équivalents de dose dus à la diffusion dans la chicane et non ceux directs transmis à travers le mur. Ces équivalents de dose peuvent être plus importants que ceux diffusés dans la chicane.

Le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose » pour des neutrons de 14 MeV est $520 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$ (chapitre 3) et $r_0 = 4,3$ mètres (les cotations sont données sur la figure 5.27). On a donc : $r_0 = 4,3 \text{ m}$; $r_1 = 5,4 \text{ m}$; $r_2 = 3 \text{ m}$; $r_3 = 7,8 \text{ m}$ et $S_2 = S_3 = 1,5 \times 3 = 4,5 \text{ m}^2$.

$$H_0(r_0) = \frac{520 \cdot 10^{-12} \times 1 \cdot 10^{11} \times 3600}{4 \times \pi \times 430^2} = 80 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$$

$$H(r_1) = 2 \times H_0(r_0) \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 = 2 \times 80 \times \left(\frac{4,3}{5,4} \right)^2 = 100 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}.$$

$$H(r_2) = \left(\frac{\exp\left(-\frac{r_2}{0,45}\right) + 0,022 \times S_2^{1,3} \times \exp\left(-\frac{r_2}{2,35}\right)}{1 + 0,022 \times S_2^{1,3}} \right) \times H(r_1) = 4 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$$

$$H(r_3) = \left(\frac{\exp\left(-\frac{r_3}{0,45}\right) + 0,022 \times S_3^{1,3} \times \exp\left(-\frac{r_3}{2,35}\right)}{1 + 0,022 \times S_3^{1,3}} \right) \times H(r_2) = 19 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Les dimensions de la section de la chicane sont de 1,5 m sur 3 mètres de haut soit $S_i = 4,5 \text{ m}^2$.

Nous avons simulé la chicane considérée à l'aide d'un code Monte-Carlo (MCNPX) afin d'évaluer les performances de cette méthode de calcul. À noter que le calcul ne considère également que les équivalents de dose dus à la diffusion dans la chicane et non ceux directs transmis à travers le mur.

La figure 5.38 repère la position des points (1 à 13) pour les calculs Monte-Carlo dans la chicane. La figure 5.38 donne la valeur du calcul Monte-Carlo en fonction de ces positions (points 1 à 13). Le graphe montre également les résultats de la méthode semi-empirique proposée ci-dessus.

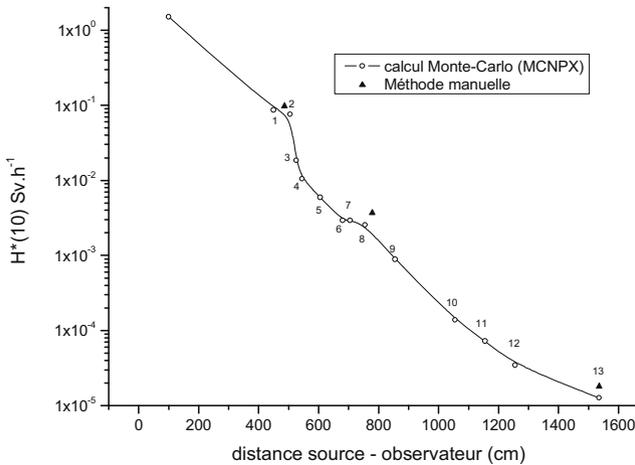


Figure 5.38 – Comparaison des calculs Monte-Carlo et de la méthode semi-empirique d'obtention des équivalents de dose en différents points de la chicane pour une source neutrons d'énergie 14 MeV et de flux $1 \cdot 10^{11} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$.

On observe moins d'un facteur 2 entre le calcul par la méthode Monte-Carlo et la méthode semi-empirique à différents points de la chicane. On peut donc admettre que cette méthode simple permet une bonne estimation du calcul de l'équivalent de dose dans une chicane. Dans le cas considéré, en sortie de chicane, le débit d'équivalent de dose ambiant calculé par la méthode Monte-Carlo conduit à $13 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$, pour $19 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ par la méthode semi-empirique.

On remarque que les expressions (5.31) et (5.32) sont indépendantes de l'énergie des neutrons. La comparaison des résultats par les méthodes Monte-Carlo et analytique est présentée dans le tableau 5.8 pour trois énergies de neutrons.

| Énergie des neutrons (MeV) | Rapport des équivalents de dose en sortie de chicane entre la méthode analytique et la méthode Monte- Carlo |
|--------------------------------------|---|
| 0,5 | 2,8 |
| 1 | 1,8 |
| 14 | 1,45 |
| Spectre de fission ^{252}Cf | 1,6 |

Tableau 5.8 – Comparaison de la méthode de calcul de chicane pour différentes énergies de neutrons.

On remarque que la méthode reste valide en surestimant légèrement le résultat Monte-Carlo entre 0,5 et 14 MeV et en conséquence permet une évaluation de la grandeur dosimétrique en sortie de chicane pour ce domaine d'énergie.

5.5.4 Effet de ciel dû aux neutrons

Pour les mêmes raisons que pour les photons, l'équivalent de dose neutronique dû à l'effet de ciel doit être estimé.

L'expression (5.33) issue de la NCRP [24] permet d'estimer le débit d'équivalent de dose dû à l'effet de ciel. Celle-ci estime le débit d'équivalent de dose en $\text{nSv}\cdot\text{h}^{-1}$ à une distance d_s en mètre.

$$\dot{H}_n = \frac{0,85 \times 1 \cdot 10^5 I(\Sigma x, E) \dot{\Phi}_0 \Omega}{d_i^2} \text{ pour } d_s \leq 20 \text{ m} \quad (5.33)$$

Avec d_i la distance en mètre entre la source et 2 mètres au-dessus du toit (voir figure 5.30) ; d_s la distance en mètre entre la source et l'observateur ; $I(\Sigma x, E)$ l'indice de transmission des neutrons par le toit (voir § 5.5.2 avec $I(\Sigma x, E)$ en $\text{Sv}\cdot\text{cm}^2$) ; $\dot{\Phi}_0$ le débit de fluence neutron à 1 mètre de la source ($\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{h}^{-1}$) et Ω l'angle solide d'émission (sr).

5.6 Protections radiologiques autour des accélérateurs d'électrons

Pour aborder le calcul des protections radiologiques dans ce cas de figure, il convient de rappeler les enseignements des chapitres précédents :

- dans le faisceau d'électrons, les débits de dose ambiants sont élevés ;
- l'interaction des électrons avec la matière engendre des rayonnements de freinage ;
- au-delà d'une énergie seuil T_s l'interaction des photons avec la matière provoque l'émission de neutrons.

De fait, en raison de leur faible portée, les électrons seront toujours arrêtés par les protections radiologiques mises en place contre les rayonnements photoniques ou neutroniques. Ainsi, la protection radiologique autour d'un accélérateur d'électrons sera dimensionnée vis-à-vis des rayonnements secondaires : photons de freinage ou neutrons dus aux réactions photonucléaires.

Ainsi, le débit d'équivalent de dose $\dot{H}_{\text{observateur}}^*$ à une distance d de l'interaction entre un faisceau d'électrons et une cible, à l'extérieur de la protection d'épaisseur x tel que décrit dans la figure 5.14 peut être calculé par la relation (5.34).

$$\dot{H}_{\text{observateur}}^* = \left[\frac{\dot{H}_{0,\gamma}^*(\theta)}{d^2} \times T_\gamma(\theta, \mu x, E_\gamma) \right] + \left[\frac{\dot{H}_{0,n}^*}{d^2} \times T_n(\Sigma x, E_n) \right] \quad (5.34)$$

avec $\dot{H}_{0,\gamma}^*(\theta)$ le débit d'équivalent de dose photon à 1 mètre sans protection. Les calculs pour obtenir cette valeur sont décrits dans le chapitre 4 ; d en mètre la distance entre l'interaction du faisceau et l'observateur ; θ l'angle entre le faisceau d'électrons et l'observateur ; $T_\gamma(\theta, \mu x, E_\gamma)$ le facteur de transmission des photons pour une épaisseur x de protection, cette valeur peut être déterminée à l'aide des courbes de la figure 5.15 ; $\dot{H}_{0,n}^*$ le débit d'équivalent de dose neutron à un mètre du point d'interaction sans protection. Les calculs pour obtenir cette valeur sont décrits dans le chapitre 4. Notons que le rayonnement neutronique étant isotrope, cette valeur est indépendante de θ ; $T_n(\Sigma x, E_n)$ le facteur de transmission des neutrons pour une épaisseur x de protection. Notons que l'énergie des photoneutrons dépendant très peu de θ (voir chapitre 4), le facteur de transmission suit cette même loi.

Le facteur $T_n(\Sigma x, E_n)$ quant à lui peut être estimé selon la formule (5.35) avec les valeurs $\rho\lambda$ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$) pour le béton, données par la figure 5.39 issue de la NCRP [23].

$$T_n(\Sigma x, E_n) = \exp\left(-\frac{x\rho}{\rho\lambda}\right) \quad (5.35)$$

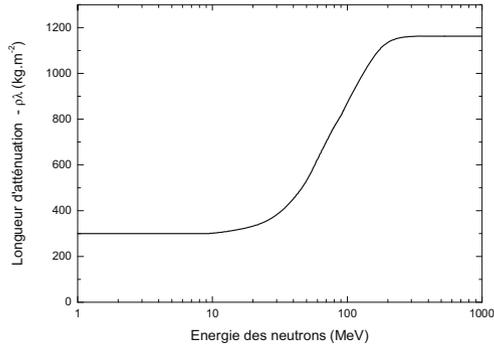


Figure 5.39 – Longueur d'atténuation pour des neutrons monoénergétiques atténués par du béton ordinaire (d'après [23], avec l'autorisation du National Council on Radiation Protection and Measurements, <http://NCRPpublications.org>).

Nous remarquons dans cette figure 5.39 que la longueur d'atténuation est peu dépendante de l'énergie des neutrons. Rappelons que les photoneutrons ont une énergie de l'ordre de $E_n = E_\gamma - E_s$ (voir le chapitre 4) ; ainsi, pour des énergies d'électrons inférieures à 50 MeV, une valeur de longueur d'atténuation de l'ordre de $300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}$ pour le béton est une bonne approximation.

Il est important de noter que dans le cas d'un accélérateur d'électrons il faut identifier l'ensemble des termes sources d'émission de rayonnements potentiels. De fait, dès que le faisceau d'électrons interagit avec la matière, il y a production de photons de freinage, voire de neutrons qui vont constituer plusieurs termes sources d'émission de rayonnement. L'ensemble des sources sera à prendre en compte pour la conception de la protection. Par exemple, la cuve d'un accélérateur, un aimant de déviation, une cible de conversion, etc. sont potentiellement sources d'émission de rayonnements photoniques. La figure 5.40 illustre les points à prendre en compte pour un calcul de protection.

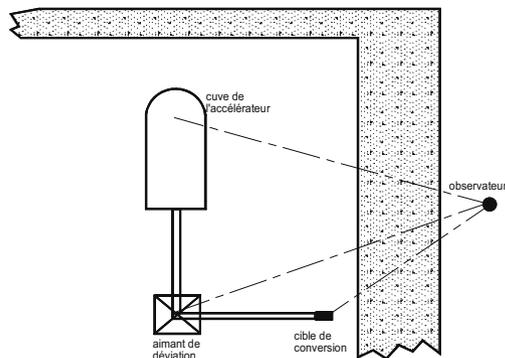


Figure 5.40 – Illustration des sources multiples engendrées par les différentes pertes d'un faisceau d'électrons.

Pour illustrer cette approche, considérons un accélérateur produisant un faisceau d'électrons d'énergie de 40 MeV et d'intensité 1 mA intercepté par une cible épaisse de tungstène. Nous nous proposons de calculer le débit d'équivalent de dose à cinq mètres de la cible pour 0 et 90° derrière un mètre de béton de densité 2,35.

Dans un premier temps, calculons les débits d'équivalent de dose photons à un mètre sans protection :

Le chapitre 4 donne :

$$\dot{H}_{0,\gamma}^* (0^\circ) = 600 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \mu\text{A}^{-1} \text{ soit } 600\,000 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} \text{ pour } 1 \text{ mA}$$

$$\dot{H}_{0,\gamma}^* (90^\circ) = 2 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \mu\text{A}^{-1} \text{ soit } 2000 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} \text{ pour } 1 \text{ mA}$$

Le seuil de la réaction photonucléaire (γ, n) étant de 8,41 MeV [12], cette installation sera responsable de l'émission secondaire de neutrons. Aussi, dans un deuxième temps, on procède au calcul des débits d'équivalent de dose imputables à cette source de neutrons à un mètre sans protection :

Le chapitre 4 donne :

$$\dot{H}_{0,n}^* = 3 \cdot 10^{-17} \text{ Sv/e}^- \text{ soit } 3 \cdot 10^{-17} \times \frac{1 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \times 3600 = 675 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

Dans un troisième temps, estimons les transmissions pour les photons à 0 et 90°.

À 0°, la lecture de la valeur pour 100 cm et une énergie E_0 de 40 MeV conduit à une transmission de $T_\gamma(0^\circ, 100 \text{ cm}) = 1,1 \cdot 10^{-2}$ (figure 5.15).

À 90°, pour 100 cm et une énergie E_0 de $2/3 \times 40 = 27$ MeV sur la courbe de la figure 5.15, nous obtenons $T_\gamma(90^\circ, 100 \text{ cm}) = 0,9 \cdot 10^{-2}$.

Enfin, dans un quatrième temps, nous estimons les transmissions pour les neutrons.

Comme l'énergie seuil de la réaction (γ, n) est de 8 MeV [12], l'énergie maximale des neutrons sera de $40 - 8 = 32$ MeV. Nous pouvons donc prendre une longueur d'atténuation de $300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$, soit :

$$T_n(1) = \exp\left(-\frac{1 \times 2350}{300}\right) = 4 \cdot 10^{-4}$$

Il vient alors :

$$\dot{H}_{0^\circ}^* = \frac{600\,000}{5^2} \times 1,1 \cdot 10^{-2} + \frac{675}{5^2} \times 4 \cdot 10^{-4} = 260 + 1 \cdot 10^{-2} = 260 \text{ Sv/h}$$

$$\dot{H}_{90^\circ}^* = \frac{2000}{5^2} \times 0,9 \cdot 10^{-2} + \frac{675}{5^2} \times 4 \cdot 10^{-4} = 0,7 + 1 \cdot 10^{-2} = 710 \text{ mSv/h}$$

Ce calcul suscite quelques commentaires.

Une épaisseur de 1 mètre de béton n'est pas suffisante pour être en conformité avec un objectif de radioprotection conforme pour un accélérateur d'électrons, l'équivalent de dose à 0° est bien supérieur à celui de 90°, l'équivalent de dose neutrons à ces énergies est négligeable par rapport à celui dû aux photons.

Aussi, il est courant pour le dimensionnement d'accélérateur d'électrons de moins de 100 MeV d'estimer les protections radiologiques en ne considérant que les photons de freinage, puis en vérifiant que l'équivalent de dose neutrons soit compatible avec les objectifs de radioprotection dans ces conditions de blindage.

5.7 Protections radiologiques autour des accélérateurs d'ions

5.7.1 Accélérateurs d'ions de basse énergie

Pour aborder le calcul des protections autour d'un accélérateur d'ions de basse énergie, il convient de se rappeler des enseignements suivants :

- dans le faisceau d'ions, les débits de dose sont importants ;
- au-delà d'une énergie seuil, l'interaction d'ions avec la matière est responsable de l'émission de neutrons monoénergétiques dont l'énergie dépend du faisceau d'ions (i.e. énergie et type), de la cible et de l'angle d'émission du neutron.

En fait, en raison de leur faible parcours, les ions seront toujours arrêtés par les protections radiologiques mises en place contre les rayonnements neutroniques. Ainsi, la protection radiologique autour d'un accélérateur d'ions sera dimensionnée vis-à-vis des rayonnements secondaires neutroniques dus aux interactions nucléaires.

Le chapitre 4 permet de calculer le débit d'équivalent de dose dû aux neutrons secondaires, ainsi que leur énergie. Les courbes de transmission du § 5.5.2 permettent ensuite d'estimer l'épaisseur du blindage.

À titre d'exemple, calculons l'épaisseur de béton ordinaire autour d'un accélérateur de deutons dont le faisceau d'énergie 2 MeV et d'intensité 1 mA interagit avec une cible de deutérium. Fixons comme objectif de radioprotection une zone surveillée pour un observateur à 5 mètres soit une limite de débit d'équivalent de dose ambiant de 7,5 $\mu\text{Sv/h}$.

Le taux de production pour cette réaction est de $5 \cdot 10^7 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \mu\text{A}^{-1}$ (chapitre 4, figure 4.32), soit pour une intensité de 1 mA, un flux de $5 \cdot 10^{10} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$.

L'énergie des neutrons produits par cette réaction à 0° sera de 5,24 MeV (chapitre 4, tableau 4.23). On prendra les abaques pour l'énergie de 5 MeV.

Finalement, on obtient à partir de l'équation (5.30) :

$$I(\Sigma x, E) = \dot{H} \times \frac{4\pi d^2}{\dot{N}} = \frac{(7,5 \cdot 10^{-6} \times 1 \cdot 10^{12})}{3600} \times \frac{4\pi(500)^2}{5 \cdot 10^{10}} = 0,13 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$$

Ainsi, en utilisant les tableaux d'indice de transmission de l'annexe 2, on obtient une épaisseur de 130 cm de béton ordinaire permettant de respecter l'objectif de radioprotection défini.

5.7.2 Accélérateurs d'ions de haute énergie

À l'instar des accélérateurs d'ions de basse énergie, pour aborder le calcul des protections autour de ce type de machine, il faut connaître le terme source provoqué par les réactions nucléaires susceptibles d'être produites. La protection radiologique autour d'un accélérateur d'ions de haute énergie sera dimensionnée par rapport aux rayonnements secondaires neutroniques. L'évaluation du terme source est complexe, car composé d'une part par le flux de neutrons produit par les ions primaires et d'autre part par les neutrons issus de la cascade intranucléaire produite dans la cible : un grand nombre de particules secondaires sont émises, elles-mêmes suffisamment énergétiques pour produire des particules susceptibles de générer d'autres particules. Aussi, en raison de cette complexité, plusieurs ouvrages sont dédiés à la problématique de la radioprotection autour des accélérateurs de particules. Le lecteur intéressé pourra se référer aux ouvrages de l'AIEA [11], de la NCRP [23] ou de Sullivan [31].

5.8 Sureté des accélérateurs et des irradiateurs – cas des zones intermittentes

À ce stade, nous avons les outils permettant de concevoir une installation abritant une source de rayonnements, répondant à un objectif de radioprotection fixé. Certaines installations telles que les accélérateurs, les irradiateurs, ont deux modes de fonctionnement :

- soit en « position d'irradiation » et dans ce cas à l'intérieur de la casemate le débit d'équivalent de dose impose le classement de la zone en « zone interdite » par une barrière physiquement infranchissable ;
- soit en position de sureté (pas d'irradiation possible dans la casemate) et dans ce cas la casemate est accessible.

Ce double mode de fonctionnement impose un zonage radiologique qualifié d'« intermittent » dans la réglementation. Il faut donc gérer d'une part l'interdiction d'accès et de présence de personnel dans la zone lorsque celle-ci est en irradiation et l'interdiction d'irradiation lorsque la zone est accessible. Le facteur humain étant trop faillible, cette gestion doit être complètement automatisée.

La position de sureté d'un accélérateur à l'arrêt est définie par l'arrêt de la source et l'arrêt de la tension d'accélération. Cet état d'arrêt complet évite l'effet de cathode froide présenté au chapitre 4.

La position de sureté d'un irradiateur est définie par le confinement des sources radioactives dans un blindage *ad hoc*.

La sécurité de ce type d'installation repose sur le principe suivant [3] :

- aucune irradiation n'est possible si la casemate n'a pas été évacuée et fermée ;

– la casemate n'est accessible que si l'installation est en position de sûreté (pas de possibilité d'irradiation) et le niveau de rayonnement est inférieur à une limite fixée.

L'autorisation de fonctionnement (possibilité d'irradiation) est donnée si la casemate est évacuée et verrouillée.

Pour pouvoir autoriser une irradiation, l'opérateur devra :

- actionner un bouton poussoir (appelé rondier) qui se trouve dans la casemate : durant cette action, l'opérateur s'assure que la casemate est évacuée ;
- aussitôt après, il ferme la porte lourde de l'irradiateur ;
- il tourne une clé au pupitre de commande ;
- si aucun arrêt d'urgence n'est actionné et si la ventilation est en fonctionnement, l'autorisation de fonctionner sera donnée après une séquence sonore d'évacuation.

La figure 5.41 donne un logigramme de principe de l'autorisation de fonctionnement.

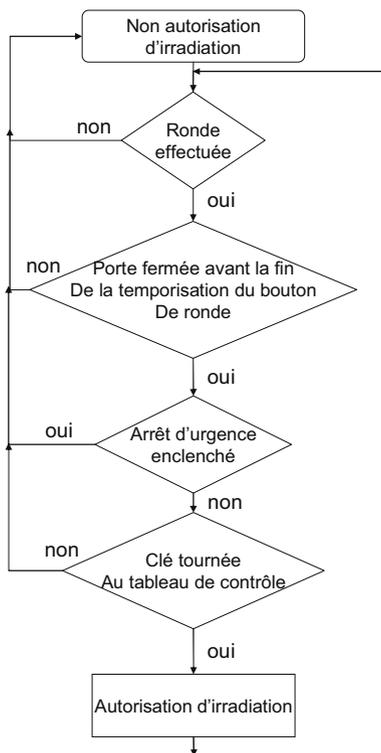


Figure 5.41 – Logigramme de principe de l'autorisation d'irradiation.

Dès que l'une des conditions requises n'est plus remplie (ouverture de la porte, clé enlevée du pupitre, etc.), l'autorisation de fonctionnement est annulée et les sources se mettent automatiquement en position de sûreté.

L'autorisation d'ouverture de la porte de la casemate est donnée si :

- les sources sont en position de sûreté ;
- le détecteur de rayonnement est en bon fonctionnement ;
- le débit de dose, dans la casemate, est inférieur à un seuil fixé ;
- la clé qui servait à l'autorisation de fonctionnement est tournée sur un boîtier à côté de la porte.

La figure 5.42 donne un logigramme de principe pour l'autorisation d'accès.

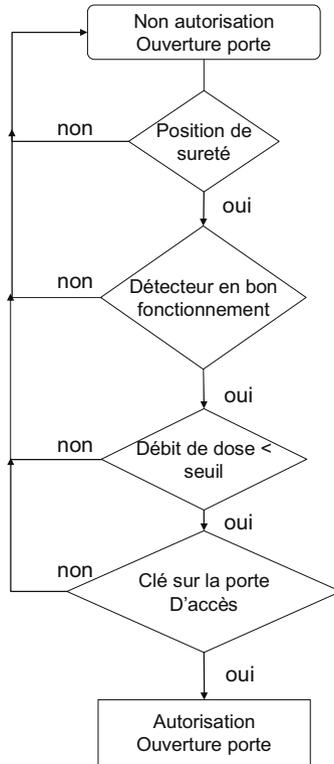


Figure 5.42 – Logigramme de principe de l'autorisation d'accès.

5.9 Conception des protections pour éviter les fuites de rayonnements

Lors de la conception d'une casemate, il faut prendre en compte les fuites de rayonnements possibles notamment aux interfaces entre deux matériaux.

S'il est envisagé une porte d'épaisseur équivalente à la paroi (e.g. la solution d'une chicane ne peut être retenue en raison de la place disponible), une conception particulière de porte devra être envisagée pour éviter les fuites de rayonnement à l'interface porte-paroi de la casemate.

La figure 5.43 présente typiquement une mauvaise conception de porte vis-à-vis de l'interface avec la paroi d'une casemate. En effet, à l'interface, une fuite de rayonnement due au faible recouvrement de matériau à cet endroit est susceptible de se produire.

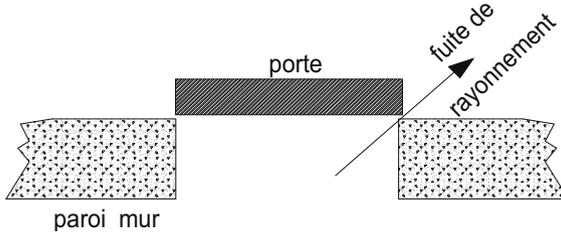


Figure 5.43 – Mauvaise conception de l'interface porte/paroi casemate.

Pour éviter cette fuite, il est important d'avoir un recouvrement à cette interface. Par exemple en augmentant la largeur de la porte pour obtenir un recouvrement dix fois plus important que le jeu entre la porte et la paroi de la casemate tel que proposé dans la NCRP [23] et présenté dans la figure 5.44.

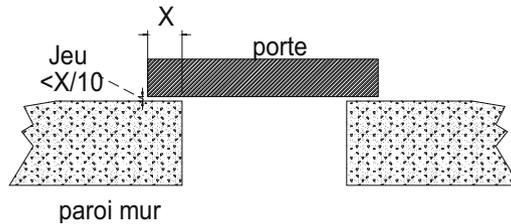


Figure 5.44 – Bonne conception de l'interface porte/paroi casemate.

Il est aussi possible de concevoir une porte chicanée, permettant d'atténuer le rayonnement dans le jeu entre la paroi du mur et la porte [23]. La figure 5.45 présente ce type de conception.

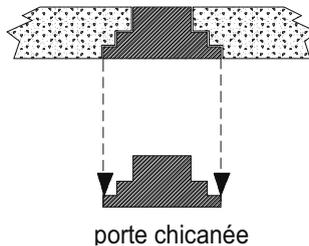


Figure 5.45 – Conception d'une porte chicanée.

De même, il est important de soigner l'interface entre le mur de la casemate et le sol. En effet si le mur est posé à même le sol, le rayonnement diffusé par le sol va provoquer une fuite de rayonnement à l'extérieur de la casemate. La figure 5.46 montre ce type de problématique.

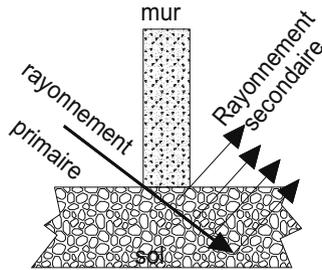


Figure 5.46 – Mauvaise conception de l'interface mur-sol.

Pour éviter la diffusion dans le sol, il faut atténuer le rayonnement primaire afin que le rayonnement secondaire ne puisse induire des risques radiologiques à l'extérieur de la protection. La figure 5.47 présente ce type de conception [10].

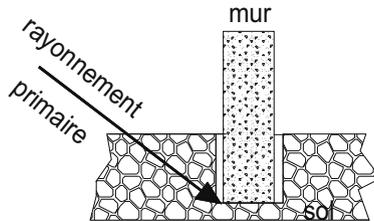


Figure 5.47 – Conception d'une interface mur-sol évitant la diffusion sur le sol.

De même, pour la conception de mur en plomb, l'emploi de briques chevronnées est préconisé afin d'éviter des fuites de rayonnement entre les jeux de deux briques jointives. La figure 5.48 [27] illustre le type de construction avec ce type de briques en plomb.

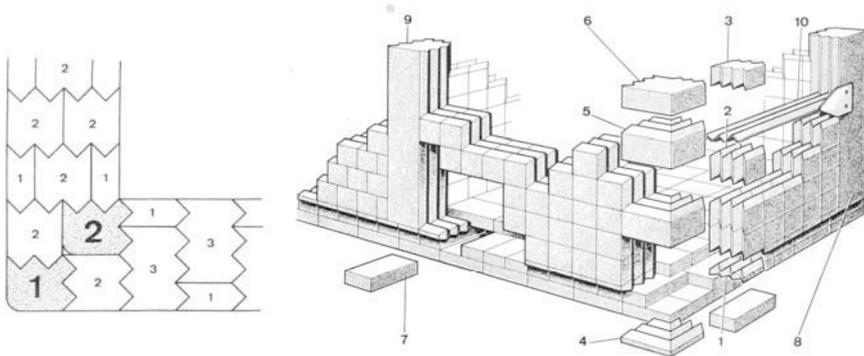


Figure 5.48 – Exemple de construction d'un mur en plomb à l'aide de briques chevronnées [27].

5.10 Contrôle des blindages

Avant la mise en service d'une installation, il y a lieu d'effectuer les contrôles suivants :

- contrôle de l'efficacité du blindage, c'est-à-dire mesurer les débits de dose à l'extérieur du blindage et vérifier qu'ils sont inférieurs aux limites prescrites ;
- contrôle de l'homogénéité du blindage, c'est-à-dire mettre en évidence des variations du pouvoir d'atténuation de ce blindage dues soit à des écarts d'épaisseur accidentels ou à une mauvaise homogénéité du matériau, soit à un défaut de conception ou à une discontinuité prévue par le constructeur.

La figure 5.49 illustre un défaut d'homogénéité sur un système d'irradiation contenant une source de ^{60}Co [19]. Ce dernier est mis en évidence par un système de radiographie numérique. Le défaut est dû à une mauvaise conception de l'ensemble et se situe à l'interface entre un cylindre et un parallélépipède de l'irradiateur.

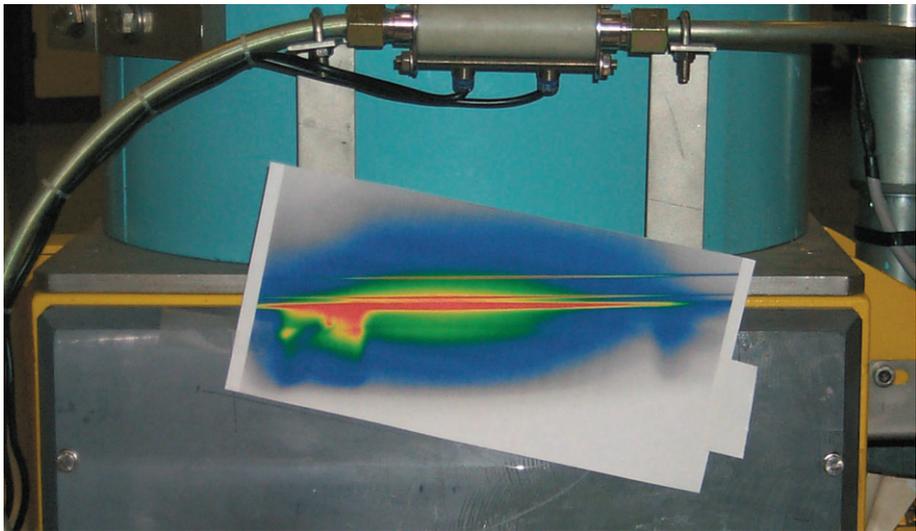


Figure 5.49 – Mise en évidence de la forme d'une fuite de rayonnement sur un dispositif contenant une source radioactive [19].

5.11 Production de gaz toxiques : ozone, oxyde d'azote, dioxyde d'azote

Dans les installations à fort débit de dose, la radiolyse de l'air peut être à l'origine de la production de gaz toxiques (non radioactifs) tels que de l'ozone (O_3) de l'oxyde d'azote (NO) ou du dioxyde d'azote (NO_2). Le plus toxique est l'ozone (O_3) auquel nous allons nous intéresser.

Pour l'ozone [14], en France, la valeur limite d'exposition (VLE) est fixée à 0,2 ppm (soit $0,4 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$) ; la valeur moyenne d'exposition (VME) à 0,1 ppm (soit $0,2 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$). La valeur limite de 0,1 ppm est couramment admise dans la littérature internationale [23].

En outre, il faut noter que l'ozone est un puissant oxydant produisant une corrosion rapide d'éléments en acier ou en cuivre.

La NCRP [23] a décrit la cinétique de production et destruction de l'ozone sous irradiation au moyen de l'équation différentielle (5.36).

$$\frac{dN}{dt} = gI - \alpha N - \kappa I N - \frac{Q}{V} N \quad (5.36)$$

avec dN/dt la production d'ozone par unité de volume ($\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$) ; N le nombre de molécules d'ozone par unité de volume au temps t (m^{-3}) ; I l'énergie déposée dans l'air par unité de volume ($\text{eV}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$) ; g le nombre de molécules d'ozone formées par eV (eV^{-1}) ; α le taux de décomposition des molécules d'ozones (s^{-1}) ; κ le nombre de molécules d'ozone détruites par unité d'énergie et de volume ($\text{eV}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$) ; Q/V le taux de renouvellement de l'enceinte (s^{-1}).

La solution de l'équation (5.36) est donnée par l'expression (5.37).

$$N(t) = \frac{gI}{\alpha + \kappa I + \frac{Q}{V}} \left[1 - \exp\left(-\left(\alpha + \kappa I + \frac{Q}{V}\right)t\right) \right] \quad (5.37)$$

À noter qu'à saturation (temps d'irradiation long), le taux d'ozone est donné par la solution (5.38).

$$N_{\text{sat}} = \frac{gI}{\alpha + \kappa I + \frac{Q}{V}} \quad (5.38)$$

La NCRP [23] propose une valeur usuelle de g à $0,074 \text{ eV}^{-1}$ ou de $0,103 \text{ m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{eV}^{-1}$ pour des forts débits de dose (au-delà de $5\cdot 10^8 \text{ Gy}\cdot\text{s}^{-1}$ [9]). La valeur de α est fixée à $2,3\cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. La valeur de κ est très faible, de l'ordre de $1\cdot 10^{-16}$, aussi le produit $\kappa \times I$ est couramment négligé.

À noter qu'après la fin de l'irradiation d'une durée t_i , le taux d'ozone variera comme l'équation (5.39).

$$N(t) = N(t_i) \left[\exp\left(-\left(\alpha + \frac{Q}{V}\right)t\right) \right] \quad (5.39)$$

Pour le calcul de l'énergie déposée dans l'air par unité de volume ($\text{eV}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$), I , deux cas peuvent être considérés : un faisceau d'électrons ou un flux de photons.

5.11.1 Cas d'un faisceau d'électrons dans l'air [9]

Pour un faisceau d'électrons d'intensité i (en A) dans un volume d'air V (en m^3) qui parcourt une distance L (en cm) dans l'air, on calcule I en utilisant le pouvoir d'arrêt massique $(S/\rho)_{\text{coll}}$ présenté dans le chapitre 2. L'expression (5.40) donne la valeur de I .

$$\begin{aligned}
 I &= 1 \cdot 10^6 \times \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \times \dot{N} \times \rho \times \frac{1}{V} \times L \\
 &= 1 \cdot 10^6 \times \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} \times \frac{i}{1,6 \cdot 10^{-19}} \times 1,29 \cdot 10^{-3} \times \frac{1}{V} \times L \\
 I &= 8 \cdot 10^{21} \frac{i}{V} \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} L \quad (5.40)
 \end{aligned}$$

En première approximation (voir tableau 2.2), en moyenne, la valeur de pouvoir d'arrêt massique est de

$$\left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} = 2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$$

Aussi, la valeur de I correspondante est donnée par l'expression (5.41)

$$I = 1,6 \cdot 10^{22} \frac{i}{V} L \quad (5.41)$$

Calculons par exemple la quantité d'ozone produite par un faisceau d'électrons d'énergie de 10 MeV et d'intensité 1 mA traversant 300 cm d'air dans une salle de 4 m × 4 m × 3 m, ventilée avec un taux de renouvellement de 10 h⁻¹ fonctionnant 5 minutes.

D'après (5.41) on a

$$I = 1,6 \cdot 10^{22} \frac{i}{V} L = 1,6 \cdot 10^{22} \times \frac{1 \cdot 10^{-3}}{4 \times 4 \times 3} \times 300 = 1 \cdot 10^{20} \text{ eV} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$$

D'après (5.37), le nombre de molécules d'ozone par unité de volume est :

$$\begin{aligned}
 N(t) &= \frac{gI}{\alpha + \kappa I + \frac{Q}{V}} \left[1 - \exp \left(- \left(\alpha + \kappa I + \frac{Q}{V} \right) t \right) \right] \\
 N(t) &= \frac{0,074 \times 1 \cdot 10^{20}}{2,3 \cdot 10^{-4} + \frac{10}{3600}} \times \left[1 - \exp \left(- \left(2,3 \cdot 10^{-4} + \frac{10}{3600} \right) \times 5 \times 60 \right) \right] \\
 &= 1,5 \cdot 10^{21} \text{ molécules d'ozone/m}^3
 \end{aligned}$$

Soit

$$m = \frac{1,5 \cdot 10^{21}}{\frac{6,02 \cdot 10^{23}}{3 \times 16}} = 120 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3} \text{ soit } 60 \text{ ppm}$$

La concentration en ozone est supérieure à 0,1 ppm, aussi il convient dans ce type d'installation d'attendre après l'arrêt de la machine avant de pénétrer dans la casemate.

5.11.2 Cas d'un faisceau de photons

Le calcul de l'énergie déposée dans l'air par des photons est plus complexe, ceux-ci ne déposant pas toute leur énergie dans un volume d'air fini.

Aussi, pour déterminer le facteur I , nous avons estimé à l'aide d'un code Monte-Carlo (MCNPX) l'énergie moyenne déposée (E_{dep} en $\text{eV}\cdot\text{m}^{-3}$) d'un photon émis de façon isotrope au centre d'une casemate parallélépipédique de hauteur trois mètres, de section au sol carré variable. L'énergie déposée dans ce cas de figure est représentée par la figure 5.50, en fonction du volume de la pièce pour des énergies de photons de 1, 2, 6, 10 et 20 MeV.

Ainsi, pour un faisceau émettant N photons par seconde la valeur de I est donnée par l'équation (5.42).

$$I = E_{\text{dep}} \times \dot{N} \quad (5.42)$$

Par exemple, calculons la quantité d'ozone produite par un irradiateur industriel au ^{60}Co d'activité 37 000 TBq dans une salle de $4\text{ m} \times 4\text{ m} \times 3\text{ m}$, ventilée avec un taux de renouvellement d'une valeur de 10 h^{-1} fonctionnant 5 minutes. De plus, estimons le temps au bout duquel l'accès sera autorisé.

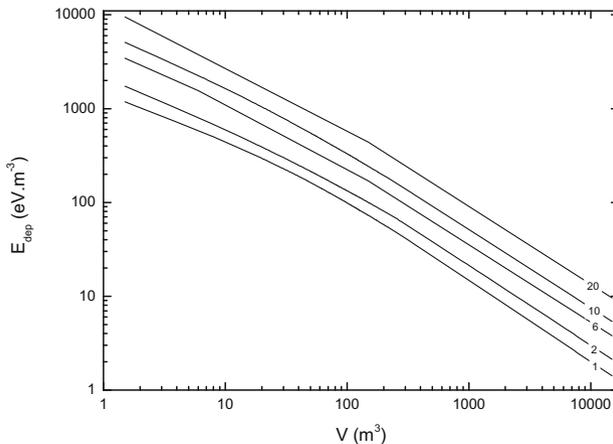


Figure 5.50 – Énergie moyenne déposée par un photon émis de façon isotropique au centre d'une casemate parallélépipédique de hauteur trois mètres et de section au sol carré variable de 1 à 20 m^2 .

D'après la figure 5.50, une énergie moyenne déposée est de l'ordre de $170\text{ eV}\cdot\text{m}^{-3}$ par photon. Soit, pour 37 000 TBq de ^{60}Co (émettant deux photons par seconde) :

$$\begin{aligned}
 I &= E_{\text{dep}} \times \dot{N} = 170 * 37\,000 * 1 \cdot 10^{12} * 2 = 1,27 \cdot 10^{19} \text{ eV} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \\
 N(t) &= \frac{0,074 \times 1,27 \cdot 10^{19}}{2,3 \cdot 10^{-4} + \frac{10}{3600}} \times \left[1 - \exp\left(-\left(2,3 \cdot 10^{-4} + \frac{10}{3600}\right) \times 5 \times 60\right) \right] \\
 &= 1,85 \cdot 10^{20} \text{ molécules d'ozone/m}^3
 \end{aligned}$$

$$\text{Soit } m = \frac{1,85 \cdot 10^{20}}{6,02 \cdot 10^{23} / 3 \times 16} = 14,7 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3} \text{ soit } 7,3 \text{ ppm}$$

Pour accéder à cette casemate, la concentration doit être de 0,1 ppm.

On a donc, d'après (5.39) :

$$0,1 = 7,3 \times \left[\exp \left(- \left(\alpha + \frac{Q}{V} \right) \times t \right) \right],$$

$$\text{soit } t = - \frac{1}{\alpha + \frac{Q}{V}} \times \ln \left(\frac{0,1}{7,3} \right) = 1400 \text{ s (23 min)}$$

Pour des irradiateurs industriels, il convient de prendre en compte ce risque lors de leur conception.

5.12 Codes de calcul dédiés aux calculs de protections radiologiques

Un certain nombre de codes de calculs existent pour l'estimation des grandeurs de radioprotection de l'exposition externe dans des géométries plus ou moins complexes. Rappelons que l'utilisation d'un code exige toujours la connaissance des méthodes appliquées afin de bien en maîtriser les limites et domaines de fonctionnement. L'utilisation d'un code de calcul nécessite de modéliser, *a priori*, la scène radiologique : terme source, géométrie, point de calcul... Aussi il est nécessaire, à partir par exemple de calculs simplifiés, d'avoir une première esquisse des géométries à considérer, puis de valider le calcul par des outils numériques. Ces derniers permettent par calculs successifs de converger vers une géométrie (e.g. épaisseur de blindage) permettant d'être conforme à l'objectif de radioprotection fixé.

Les paragraphes précédents de ce chapitre proposent des approches calculatoires permettant de fournir cette esquisse des épaisseurs et géométries de dimensionnement appropriées pour un certain nombre de cas classiques identifiés. Lorsque les scènes radiologiques diffèrent de ces cas typiques étudiés, ces méthodes peuvent cependant fournir des indications sur l'ordre de grandeur des épaisseurs à mettre en jeu.

5.12.1 Codes d'atténuation en ligne droite

La méthode d'atténuation en ligne droite dont nous venons d'étudier les bases théoriques est relativement aisée à implémenter. Elle est fondée sur une approche déterministe selon l'expression (5.20) avec une résolution numérique de l'intégrale. Il faut noter que cette méthode ne peut traiter que des sources de photons monocinétiques et des murs primaires.

La pertinence du résultat de ce type de code est liée à l'évaluation du build-up et aux limites d'utilisation de ce type de code. Sur un cas simple (une source, un écran), il donne de très bons résultats. Parmi les codes utilisant cette méthode, on pourra citer le code américain Microshield [20] ou le code français Mercurad [32].

Le logiciel Microshield [20] dispose d'une interface homme-machine (IHM) conviviale. Les géométries sont prédéfinies, mais seules 16 géométries élémentaires telles que sphère, cylindre, parallélépipède... sont disponibles. Huit matériaux classiques tels que le plomb, l'air, l'eau, le fer... sont tabulés. La décroissance/filiation radioactive d'un radionucléide peut être modélisée, ce qui permet à partir d'une activité donnée à un jour j de calculer le débit d'équivalent de dose à une date ultérieure. Le code est limité à 25 groupes en énergies, c'est-à-dire que pour le traitement de radionucléides de plus de 25 raies, le code regroupe les énergies par bande, ce qui peut générer des erreurs significatives sur l'estimation des grandeurs. Il y a possibilité d'effectuer des calculs en 6 points simultanément, mais dans une seule direction. L'intégrale numérique découpe la source de façon régulière. Le build-up est basé sur la méthode de Taylor et il n'y a pas de calcul spécifique pour des blindages multi-écrans. À noter dans ce dernier cas que l'utilisateur doit choisir le build-up d'un matériau pour l'affecter à l'ensemble des écrans présents dans la scène radiologique. Cette approche peut générer des biais importants sur les résultats.

Le logiciel Mercurad est fondé sur le logiciel Mercure développé par le CEA [32]. Il offre la possibilité de visualiser en 3D des géométries complexes et dispose d'une IHM plus développée que celle de Microshield. Il est capable de gérer jusqu'à 100 points de calcul. La construction et la sauvegarde de nouveaux matériaux sont possibles. Le calcul des grandeurs suivantes : débit d'équivalent de dose $H^*(10)$ et débit de dose efficace pour une irradiation antéro-postérieure (AP) est disponible. Mercurad permet, comme Microshield, de définir des termes sources à partir des spectres en énergies ou une liste de radionucléides avec les activités correspondantes. La détermination des groupes d'énergie est effectuée automatiquement si les calculs sont réalisés à partir d'une liste de radionucléides. Le logiciel peut gérer jusqu'à 195 groupes dans la gamme d'énergie 15 keV–10 MeV.

Mercurad réalise l'intégration de noyaux ponctuels par une méthode de Monte-Carlo. Les sources sont maillées spatialement (maillage cartésien, cylindrique ou sphérique) et les groupes d'énergies constituent le maillage énergétique.

Pour chaque source et chaque point de calcul, Mercurad détermine automatiquement la distribution d'importance des mailles. Lors du calcul, les mailles qui contribuent le plus au résultat sont échantillonnées le plus fréquemment. Cela permet donc de réaliser un calcul numérique en considérant chaque échantillon comme un terme source ponctuel et monoénergétique.

À la différence de Microshield, les facteurs d'accumulation sont déterminés à partir de calculs de transport réalisés avec le code de calcul Twodant [1]. Ils

prennent en compte les phénomènes physiques suivants : l'effet photoélectrique, diffusions cohérente et incohérente, production de paires, sources de rayonnement dues au rayonnement de freinage et à la fluorescence.

Ces facteurs ont été calculés pour 22 épaisseurs comprises entre 0,5 et 50 longueurs de relaxation et 195 groupes en énergies entre 15 keV et 10 MeV.

Contrairement à Microshield, Mercurad utilise une méthode spécifique pour déterminer le facteur d'accumulation dans deux écrans successifs. Il s'agit de la formule décrite par Suteau *et al.* [33] donnée par l'équation (5.43).

$$B_{1,2}(X_1, X_2) = \frac{B_1(X_1)}{B_2(X_2)} B_2(X_1 + X_2) F_{1,2}(X_1, X_2) \quad (5.43)$$

Les paramètres de cette équation sont : X_1 et X_2 les épaisseurs respectives des écrans 1 et 2 ; B_1 et B_2 les facteurs d'accumulations respectifs des écrans 1 et 2 ; $F_{1,2}(X_1, X_2)$ dépend de nombreux paramètres déterminés à partir de calculs de transport réalisés avec Twodant.

Pour une succession d'écrans (plus de deux), Mercurad utilise un procédé itératif. Chaque itération comprend deux étapes : calcul du facteur d'accumulation des deux premiers écrans suivant la formule (5.43) ; les deux écrans sont remplacés par un écran unique équivalent composé d'un élément chimique unique (il a le même facteur d'accumulation que les deux écrans et son épaisseur en longueurs de relaxation est la même que celle des deux écrans) ; à la fin de la première itération, le calcul peut donc être entrepris pour un 3^e écran à l'aide de l'écran équivalent et ainsi de suite.

Pour illustrer la problématique multi-écrans, reprenons l'exemple du § 5.4.2, permettant le « Calcul du débit de dose à un mètre d'une source de photons de 1 MeV et $3,7 \cdot 10^{10}$ (γ) \cdot s⁻¹ derrière un premier écran de 1 cm de plomb, puis un second de 10 cm d'eau et calcul inverse (eau puis plomb) ».

| Cas | Microshield* | Mercurad | Méthode | |
|----------------|----------------|-----------|-----------------------------------|-------------|
| | | | semi-empirique (équation 5.16) | Monte-Carlo |
| Plomb puis eau | 1,7 ou 3 mSv/h | 3,2 mSv/h | 3 mSv/h | 2,45 mSv/h |
| Eau puis plomb | 1,7 ou 3 mSv/h | 2,2 mSv/h | 2,7 mSv/h | 2,15 mSv/h |

* En fonction du choix des paramètres de l'utilisateur, deux résultats différents sont donnés. La méthode de calcul de Microshield ne prend pas en compte la position des écrans.

Tableau 5.9 – Résultats de calculs de divers codes pour le calcul multi-écrans.

En prenant pour référence le résultat du calcul Monte-Carlo, on remarque sur le tableau 5.9 que le calcul avec Mercurad donne le meilleur résultat. Ceci est dû à la méthode d'évaluation des build-up, beaucoup plus performante dans le cas des problèmes à multi-écrans.

5.12.2 Autres codes de calcul

Les codes d'atténuation en ligne droite ne traitent que partiellement les problèmes de protection radiologique se limitant aux calculs des murs primaires pour des photons monocinétiques. Qu'en est-il pour estimer des protections contre des rayonnements neutroniques, des rayonnements issus d'interactions de particules avec la matière (accélérateurs, générateurs X...), de murs secondaires, de chicane... ? Comme nous l'avons largement mentionné dans l'ensemble des chapitres précédents, l'utilisation de la méthode de type Monte-Carlo permet de résoudre quasiment toutes ces problématiques de calcul. Les codes fondés sur cette méthode sont souvent considérés comme la référence à partir desquels les codes fonctionnant avec des algorithmes moins complexes (tels que ceux fonctionnant sur le principe de l'atténuation ligne droite) sont qualifiés.

Cette méthode et les codes associés à l'usage de la dosimétrie et de la radioprotection sont complexes et exigent à eux seuls un chapitre à part entière dans cet ouvrage. Ils sont présentés au chapitre 6.

Références

- [1] Alcouffe RE, Brinkley FW, Marr DR, O'Dell RD (1990) User's Guide for TWO-DANT: A Code Package for Two-Dimensional, Diffusion-Accelerated, Neutral-Particle, Transport, LA-10049-M Revised.
- [2] ANSI/ANS-6.4.3 (1991) American National Standard Gamma ray attenuation Coefficients and build-up factors for engineering materials, American Nuclear Society.
- [3] Bourgois L (1999) Cours régional AIEA sur la notification l'enregistrement et le contrôle des sources de rayonnements. Travaux Dirigés Évaluation de la sûreté d'un irradiateur.
- [4] Bourgois L, Comte N (2001) Calcul des facteurs de transmission pour les neutrons en équivalent de dose (CIPR 60) par une méthode de Monte-Carlo. Congrès SFRP Tours.
- [5] Cember H (1983) *Introduction to health Physics*. 2nd edition, Pergamon Press.
- [6] Delacroix D, Guerre JP, Leblanc P (2004) *Radionucléides & radioprotection*. EDP Sciences ISBN 2-86883-704-2.
- [7] Jaeger, ed (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding*. Volume I. Shielding Fundamentals and Methods, Springer.
- [8] Hubbell JH, Seltzer SM (1996) Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory, NIST.
- Disponible sur le site <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html> et <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab4.html>
- [9] IAEA (1979) Radiological Safety Aspects of the operation of electron Linear Accelerators. *IAEA Technical reports series* n° 188.
- [10] IAEA (1992) Practical radiation safety manual. Manual on shielded enclosures. Incorporing applications guide procedures guide basics guide. IEA-PRSM-2.
- [11] IAEA (1988) Radiological Safety Aspects of the operation of Proton Accelerators. *IAEA Technical reports series* n°283.
- [12] IAEA (2000) Handbook on photonuclear data for applications. IAEA TecDoc 1178.
- [13] ICRP (1971) Protection against Ionizing Radiation from External Sources and Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources, publication 15 and 21.
- [14] INRS (1997) Ozone. *Fiche toxicologique* n°43.
- [15] International Electrotechnical Commission. (1981) Safety of Medical Electrical Equipment Part. 2: Particular Requirements for Medical Electron Accelerators in the Range 1 MeV to 50 MeV. (Bureau Central de la Commission Electrotechnique Internationale Geneve, Suisse) Publication 601-2-1.
- [16] ISO (2002) Écrans de protection neutroniques – Principes de conception et éléments pour le choix de matériaux appropriés. Norme NF ISO 14152.
- [17] Katz L, Penfold AS (1952) Range energy relations for electrons and the determination on beta-ray end point energies by absorption. *Reviews of Modern Physics* Vol. 24, n°1, 28-44.

- [18] Klein O, Nishina, Y (1929) Die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z F Phys* 52 (11–12): 853–869.
- [19] Lelache H (2002) Démarche ALARA. Contribution à la diminution de l'exposition radiologique. Les journées de la propreté radiologique, CEA Saclay.
- [20] Microshield (2009) Grove Software Inc. www.radiationsoftware.com
- [21] NCRP (1976) Structural shielding design and evaluation for medical use of X Rays and Gamma rays of energies up to 10 MeV. NCRP report n° 49.
- [22] NCRP (1977) Radiation protection design guidelines for 0.1 – 100 MeV particle accelerator facilities. NCRP report n° 51.
- [23] NCRP (2003) Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities. NCRP report 144.
- [24] NCRP (2008) Structural shielding and evaluation for megavoltage X and gamma rays radiotherapy facilities. NCRP report n° 151.
- [25] NF C 15–160 (2011) Installations pour la production et l'utilisation de rayonnement X – exigences de radioprotection.
- [26] Pages L, Bertel E, Joffre H, Sklavenitis L (1972) Energy loss, range and bremsstrahlung yield for 10 keV to 100 MeV electrons. *Atomic data* Vol. 4, N° 1.
- [27] PMDS (1968) Catalogue des centres d'études nucléaires – Chapitre I. Éléments constitutifs d'enceintes blindées, CEA.
- [28] PMDS (1969) Catalogue des centres d'études nucléaires – Chapitre III. Manipulation, première partie, CEA.
- [29] Shultis JK, Faw RE (2000) Radiation Shielding. American Nuclear Society, Inc.
- [30] NCRP (2004) Structural shielding design for medical X-ray imaging facilities. NCRP Report 147.
- [31] Sullivan AH (1992) A guide to radiation and radioactivity levels near high energy particle accelerators. Nuclear Technology Publishing.
- [32] Suteau C, Chiron M, Luneville L, Berger L, Huver M (2003) MERCURE : un code 3D industriel de propagation des gammas par la méthode d'atténuation en ligne droite. Applications en radioprotection. Codes de calcul en dosimétrie radiophysique et radioprotection. Congrès de la SFRP Sochaux.
- [33] Suteau C, Chiron M, Arnaud G (2004) Improvement of the MERCURE-6's General Formalism for Calculating γ -Ray Build-up Factors in Multilayer Shields. *Nuclear Science and Engineering*, 147, 43–55.
- [34] Tanaka *et al.* (1988) Annotated bibliography and discussion of gamma-ray build-up factors. *Appl Radiat Isot* Vol. 39, N°3, 241–252.
- [35] White GR (1950) the penetration of Co60 Gamma-Rays in water Using Spherical geometry. *Phys Rev* Vol. 80, N°1.

Annexe 1

Composition des matériaux

| Type de béton | ordinaire [Bouniol, 2001]* | baryté [ISO, 2002] | colémanite [Bouniol, 2001] | hématite [Bouniol, 2001] |
|--------------------|-------------------------------|-----------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| Densité | 2,3 | 3,3 | 2,14 | 4 |
| Composition | | | | |
| Si | 20,68 | – | 1,56 | 0,91 |
| Al | 0,36 | – | 4,49 | 0,12 |
| O | 50,85 | 35,95 | 60,72 | 32,82 |
| Ca | 21,65 | 5,07 | 17,11 | 4,11 |
| Mg | 0,2 | – | 0,67 | – |
| S | 0,14 | 10,99 | – | – |
| C | 4,52 | – | 0,39 | – |
| H | 0,7 | 0,74 | 3,25 | 0,43 |
| Fe | 0,66 | – | 2,5 | 61,42 |
| Ba | – | 47,25 | – | – |
| Ti | – | – | 0,31 | – |
| ¹⁰ B | – | – | 1,74 | – |
| ¹¹ B | – | – | 7,06 | – |

Composition des bétons (% en masse).

* D'après les données de Bouniol (2001) *Bétons spéciaux de protection*. Techniques de l'ingénieur. BN 3, 740-1.

| Verre au plomb | |
|----------------|------|
| Densité | 4,1 |
| Pb | 56,8 |
| O | 25,5 |
| Si | 17,7 |

Composition du verre au plomb (% en masse) [16].

| Acier inoxydable | |
|------------------|-------|
| Densité | 7,8 |
| Fe | 69,25 |
| Cr | 18 |
| Ni | 10 |
| Mn | 2 |
| Si | 0,75 |

Composition de l'acier inoxydable type Z2CND1810 (% en masse).

Densité du plomb : 10,8

Densité du polyéthylène (CH₂)_n : 0,92.

Annexe 2. Indices de transmission neutrons

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 | 1,06 E+01 |
| 2,5 | 9,38 E+00 | 8,36 E+00 | 1,18 E+00 | 8,28 E+00 | 3,54 E+00 | 2,89 E+00 | 8,33 E+00 | 1,11 E+01 | 1,05 E+01 |
| 5 | 6,85 E+00 | 5,64 E+00 | 9,58 E-01 | 5,54 E+00 | 1,72 E+00 | 1,36 E+00 | 4,81 E+00 | 9,97 E+00 | 8,67 E+00 |
| 7,5 | 5,33 E+00 | 4,10 E+00 | 7,36 E-01 | 4,04 E+00 | 1,08 E+00 | 8,87 E-01 | 2,87 E+00 | 8,76 E+00 | 7,05 E+00 |
| 10 | 4,30 E+00 | 3,11 E+00 | 5,43 E-01 | 3,07 E+00 | 8,12 E-01 | 7,15 E-01 | 1,72 E+00 | 7,69 E+00 | 5,74 E+00 |
| 20 | 2,12 E+00 | 1,12 E+00 | 1,35 E-01 | 1,10 E+00 | 5,21 E-01 | 5,20 E-01 | 2,16 E-01 | 4,69 E+00 | 2,72 E+00 |
| 30 | 1,12 E+00 | 4,16 E-01 | 3,04 E-02 | 3,99 E-01 | 3,87 E-01 | 3,98 E-01 | 2,60 E-02 | 2,99 E+00 | 1,39 E+00 |
| 40 | 5,95 E-01 | 1,54 E-01 | 7,27 E-03 | 1,43 E-01 | 2,79 E-01 | 2,96 E-01 | 2,97 E-03 | 1,94 E+00 | 7,36 E-01 |
| 50 | 3,16 E-01 | 5,66 E-02 | 2,14 E-03 | 5,09 E-02 | 1,97 E-01 | 2,15 E-01 | 3,70 E-04 | 1,28 E+00 | 3,99 E-01 |
| 75 | 6,84 E-02 | 4,82 E-03 | 3,09 E-04 | 3,96 E-03 | 7,85 E-02 | 9,19 E-02 | 1,06 E-06 | 4,52 E-01 | 9,09 E-02 |
| 100 | 1,52 E-02 | 4,38 E-04 | 8,25 E-05 | 2,82 E-04 | 3,03 E-02 | 3,80 E-02 | 1,76 E-09 | 1,61 E-01 | 2,17 E-02 |
| 150 | 8,37 E-04 | 2,96 E-06 | 5,36 E-06 | 8,94 E-07 | 4,32 E-03 | 6,24 E-03 | 1,83 E-14 | 2,19 E-02 | 1,41 E-03 |
| 200 | 3,30 E-05 | 5,95 E-09 | 9,05 E-07 | 2,34 E-09 | 5,79 E-04 | 9,92 E-04 | 1,34 E-19 | 3,15 E-03 | 6,47 E-05 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons thermiques.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 | 3,22 E+02 |
| 2,5 | 3,19 E+02 | 3,10 E+02 | 2,22 E+02 | 3,15 E+02 | 1,93 E+02 | 1,64 E+02 | 3,16 E+02 | 3,55 E+02 | 3,41 E+02 |
| 5 | 2,39 E+02 | 2,21 E+02 | 9,88 E+01 | 2,24 E+02 | 7,97 E+01 | 5,86 E+01 | 2,69 E+02 | 3,15 E+02 | 3,39 E+02 |
| 7,5 | 1,61 E+02 | 1,42 E+02 | 3,81 E+01 | 1,42 E+02 | 3,02 E+01 | 1,96 E+01 | 2,24 E+02 | 2,59 E+02 | 3,31 E+02 |
| 10 | 1,03 E+02 | 8,70 E+01 | 1,37 E+01 | 8,66 E+01 | 1,16 E+01 | 7,12 E+00 | 1,87 E+02 | 2,04 E+02 | 3,20 E+02 |
| 20 | 1,70 E+01 | 1,21 E+01 | 3,19 E-01 | 1,14 E+01 | 1,72 E+00 | 1,61 E+00 | 9,66 E+01 | 7,14 E+01 | 2,74 E+02 |
| 30 | 4,60 E+00 | 2,70 E+00 | 4,40 E-02 | 2,02 E+00 | 1,18 E+00 | 1,21 E+00 | 5,16 E+01 | 2,51 E+01 | 2,30 E+02 |
| 40 | 2,04 E+00 | 8,93 E-01 | 1,00 E-02 | 5,41 E-01 | 8,60 E-01 | 9,05 E-01 | 2,65 E+01 | 1,01 E+01 | 1,92 E+02 |
| 50 | 1,06 E+00 | 3,24 E-01 | 2,79 E-03 | 1,80 E-01 | 6,13 E-01 | 6,60 E-01 | 1,30 E+01 | 5,11 E+00 | 1,57 E+02 |
| 75 | 2,18 E-01 | 2,63 E-02 | 3,31 E-04 | 1,35 E-02 | 2,45 E-01 | 2,85 E-01 | 1,86 E+00 | 2,25 E+00 | 8,81 E+01 |
| 100 | 4,73 E-02 | 2,30 E-03 | 8,39 E-05 | 9,46 E-04 | 9,40 E-02 | 1,17 E-01 | 2,36 E-01 | 1,24 E+00 | 4,42 E+01 |
| 150 | 2,52 E-03 | 1,33 E-05 | 3,36 E-06 | 3,15 E-06 | 1,34 E-02 | 1,92 E-02 | 4,15 E-03 | 2,50 E-01 | 9,51 E+00 |
| 200 | 9,30 E-05 | 7,02 E-08 | 1,98 E-07 | 9,36 E-09 | 1,75 E-03 | 3,22 E-03 | 1,40 E-04 | 3,84 E-02 | 2,31 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons de 0,5 MeV.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 |
| 2,5 | 3,42 E+02 | 3,31 E+02 | 2,77 E+02 | 3,16 E+02 | 2,72 E+02 | 2,97 E+02 | 3,55 E+02 | 3,68 E+02 | 4,35 E+02 |
| 5 | 2,52 E+02 | 2,34 E+02 | 1,45 E+02 | 2,20 E+02 | 1,38 E+02 | 1,52 E+02 | 2,88 E+02 | 3,00 E+02 | 4,18 E+02 |
| 7,5 | 1,81 E+02 | 1,61 E+02 | 7,04 E+01 | 1,52 E+02 | 6,43 E+01 | 6,91 E+01 | 2,42 E+02 | 2,46 E+02 | 3,93 E+02 |
| 10 | 1,28 E+02 | 1,10 E+02 | 3,27 E+01 | 1,05 E+02 | 2,89 E+01 | 3,00 E+01 | 2,09 E+02 | 2,04 E+02 | 3,66 E+02 |
| 20 | 3,09 E+01 | 2,25 E+01 | 1,38 E+00 | 2,14 E+01 | 2,28 E+00 | 2,41 E+00 | 1,24 E+02 | 9,76 E+01 | 2,69 E+02 |
| 30 | 7,67 E+00 | 4,71 E+00 | 7,99 E-02 | 4,11 E+00 | 1,12 E+00 | 1,42 E+00 | 7,46 E+01 | 4,21 E+01 | 1,99 E+02 |
| 40 | 2,39 E+00 | 1,17 E+00 | 1,06 E-02 | 8,56 E-01 | 8,07 E-01 | 1,06 E+00 | 4,38 E+01 | 1,74 E+01 | 1,50 E+02 |
| 50 | 9,93 E-01 | 3,44 E-01 | 2,62 E-03 | 2,14 E-01 | 5,72 E-01 | 7,73 E-01 | 2,50 E+01 | 7,51 E+00 | 1,15 E+02 |
| 75 | 1,83 E-01 | 2,60 E-02 | 2,57 E-04 | 1,21 E-02 | 2,31 E-01 | 3,35 E-01 | 5,24 E+00 | 1,92 E+00 | 6,12 E+01 |
| 100 | 3,84 E-02 | 2,00 E-03 | 6,91 E-05 | 8,43 E-04 | 8,83 E-02 | 1,38 E-01 | 9,26 E-01 | 9,56 E-01 | 3,38 E+01 |
| 150 | 2,02 E-03 | 1,40 E-05 | 6,32 E-06 | 2,97 E-06 | 1,26 E-02 | 2,32 E-02 | 2,00 E-02 | 2,07 E-01 | 1,09 E+01 |
| 200 | 1,12 E-04 | 2,80 E-08 | 1,77 E-07 | 1,82 E-08 | 1,71 E-03 | 3,77 E-03 | 3,34 E-04 | 3,28 E-02 | 3,43 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons de 1 MeV.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 | 4,16 E+02 |
| 2,5 | 4,39 E+02 | 4,36 E+02 | 4,27 E+02 | 4,42 E+02 | 4,18 E+02 | 4,00 E+02 | 4,30 E+02 | 4,45 E+02 | 4,36 E+02 |
| 5 | 4,25 E+02 | 4,17 E+02 | 3,64 E+02 | 4,21 E+02 | 3,46 E+02 | 3,01 E+02 | 3,93 E+02 | 4,39 E+02 | 4,18 E+02 |
| 7,5 | 3,95 E+02 | 3,80 E+02 | 2,80 E+02 | 3,79 E+02 | 2,58 E+02 | 2,01 E+02 | 3,48 E+02 | 4,22 E+02 | 3,91 E+02 |
| 10 | 3,57 E+02 | 3,33 E+02 | 2,03 E+02 | 3,28 E+02 | 1,81 E+02 | 1,26 E+02 | 3,03 E+02 | 4,01 E+02 | 3,63 E+02 |
| 20 | 1,98 E+02 | 1,61 E+02 | 4,38 E+01 | 1,44 E+02 | 3,60 E+01 | 1,60 E+01 | 1,71 E+02 | 2,98 E+02 | 2,66 E+02 |
| 30 | 9,49 E+01 | 6,68 E+01 | 8,19 E+00 | 5,18 E+01 | 7,26 E+00 | 3,05 E+00 | 9,66 E+01 | 1,99 E+02 | 2,00 E+02 |
| 40 | 4,30 E+01 | 2,60 E+01 | 1,45 E+00 | 1,75 E+01 | 2,22 E+00 | 1,44 E+00 | 5,39 E+01 | 1,24 E+02 | 1,54 E+02 |
| 50 | 1,90 E+01 | 9,82 E+00 | 2,54 E-01 | 5,72 E+00 | 1,11 E+00 | 9,81 E-01 | 2,94 E+01 | 7,35 E+01 | 1,21 E+02 |
| 75 | 2,55 E+00 | 8,28 E-01 | 4,62 E-03 | 3,64 E-01 | 3,99 E-01 | 4,18 E-01 | 5,85 E+00 | 1,89 E+01 | 6,84 E+01 |
| 100 | 3,81 E-01 | 6,94 E-02 | 2,60 E-04 | 2,68 E-02 | 1,54 E-01 | 1,75 E-01 | 1,01 E+00 | 5,41 E+00 | 3,85 E+01 |
| 150 | 1,53 E-02 | 5,22 E-04 | 7,14 E-06 | 1,60 E-04 | 2,18 E-02 | 2,85 E-02 | 2,40 E-02 | 7,62 E-01 | 1,15 E+01 |
| 200 | 5,91 E-04 | 4,69 E-07 | 2,97 E-07 | 1,73 E-07 | 3,14 E-03 | 4,62 E-03 | 4,17 E-04 | 1,25 E-01 | 3,31 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons de 2,5 MeV.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 | 4,05 E+02 |
| 2,5 | 4,12 E+02 | 4,10 E+02 | 4,15 E+02 | 4,18 E+02 | 4,23 E+02 | 4,30 E+02 | 4,26 E+02 | 4,19 E+02 | 4,32 E+02 |
| 5 | 4,01 E+02 | 3,93 E+02 | 3,83 E+02 | 4,00 E+02 | 3,93 E+02 | 3,87 E+02 | 3,94 E+02 | 4,15 E+02 | 4,22 E+02 |
| 7,5 | 3,82 E+02 | 3,62 E+02 | 3,29 E+02 | 3,65 E+02 | 3,39 E+02 | 3,15 E+02 | 3,50 E+02 | 4,03 E+02 | 4,01 E+02 |
| 10 | 3,56 E+02 | 3,25 E+02 | 2,70 E+02 | 3,22 E+02 | 2,78 E+02 | 2,42 E+02 | 3,06 E+02 | 3,87 E+02 | 3,76 E+02 |
| 20 | 2,32 E+02 | 1,77 E+02 | 9,55 E+01 | 1,57 E+02 | 1,01 E+02 | 6,60 E+01 | 1,71 E+02 | 2,94 E+02 | 2,80 E+02 |
| 30 | 1,31 E+02 | 8,39 E+01 | 2,85 E+01 | 6,37 E+01 | 3,17 E+01 | 1,62 E+01 | 9,64 E+01 | 2,00 E+02 | 2,12 E+02 |
| 40 | 6,91 E+01 | 3,74 E+01 | 7,91 E+00 | 2,40 E+01 | 9,99 E+00 | 4,57 E+00 | 5,38 E+01 | 1,27 E+02 | 1,64 E+02 |
| 50 | 3,48 E+01 | 1,60 E+01 | 2,10 E+00 | 8,68 E+00 | 3,47 E+00 | 1,84 E+00 | 2,91 E+01 | 7,80 E+01 | 1,29 E+02 |
| 75 | 5,75 E+00 | 1,81 E+00 | 7,52 E-02 | 6,29 E-01 | 5,61 E-01 | 5,69 E-01 | 5,73 E+00 | 2,18 E+01 | 7,34 E+01 |
| 100 | 9,08 E-01 | 1,91 E-01 | 3,67 E-03 | 4,61 E-02 | 1,89 E-01 | 2,38 E-01 | 9,81 E-01 | 6,37 E+00 | 4,12 E+01 |
| 150 | 2,25 E-02 | 1,94 E-03 | 5,02 E-05 | 1,51 E-04 | 2,65 E-02 | 4,06 E-02 | 2,22 E-02 | 8,23 E-01 | 1,21 E+01 |
| 200 | 8,44 E-04 | 4,37 E-06 | 1,58 E-06 | 1,96 E-07 | 3,36 E-03 | 7,20 E-03 | 3,93 E-04 | 1,31 E-01 | 3,40 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons de 5 MeV.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 | 4,40 E+02 |
| 2,5 | 4,34 E+02 | 4,42 E+02 | 4,41 E+02 | 4,41 E+02 | 4,51 E+02 | 4,58 E+02 | 4,47 E+02 | 4,51 E+02 | 5,04 E+02 |
| 5 | 4,09 E+02 | 4,16 E+02 | 4,07 E+02 | 4,13 E+02 | 4,33 E+02 | 4,40 E+02 | 4,16 E+02 | 4,39 E+02 | 5,21 E+02 |
| 7,5 | 3,78 E+02 | 3,79 E+02 | 3,58 E+02 | 3,73 E+02 | 3,95 E+02 | 4,00 E+02 | 3,74 E+02 | 4,18 E+02 | 5,18 E+02 |
| 10 | 3,44 E+02 | 3,36 E+02 | 3,04 E+02 | 3,27 E+02 | 3,50 E+02 | 3,49 E+02 | 3,29 E+02 | 3,92 E+02 | 5,05 E+02 |
| 20 | 2,10 E+02 | 1,80 E+02 | 1,32 E+02 | 1,61 E+02 | 1,81 E+02 | 1,65 E+02 | 1,86 E+02 | 2,78 E+02 | 4,15 E+02 |
| 30 | 1,15 E+02 | 8,66 E+01 | 5,08 E+01 | 6,78 E+01 | 8,35 E+01 | 6,82 E+01 | 1,04 E+02 | 1,77 E+02 | 3,26 E+02 |
| 40 | 6,01 E+01 | 3,95 E+01 | 1,87 E+01 | 2,66 E+01 | 3,72 E+01 | 2,76 E+01 | 5,79 E+01 | 1,07 E+02 | 2,56 E+02 |
| 50 | 3,05 E+01 | 1,75 E+01 | 6,81 E+00 | 1,00 E+01 | 1,68 E+01 | 1,13 E+01 | 3,16 E+01 | 6,27 E+01 | 2,01 E+02 |
| 75 | 5,35 E+00 | 2,17 E+00 | 5,92 E-01 | 8,26 E-01 | 2,74 E+00 | 1,75 E+00 | 6,32 E+00 | 1,65 E+01 | 1,12 E+02 |
| 100 | 9,50 E-01 | 2,59 E-01 | 7,31 E-02 | 6,47 E-02 | 7,01 E-01 | 5,26 E-01 | 1,12 E+00 | 4,93 E+00 | 6,16 E+01 |
| 150 | 3,31 E-02 | 3,26 E-03 | 3,46 E-03 | 3,95 E-04 | 1,29 E-01 | 1,01 E-01 | 2,81 E-02 | 6,74 E-01 | 1,78 E+01 |
| 200 | 1,48 E-03 | 1,18 E-04 | 2,19 E-04 | 4,10 E-07 | 3,29 E-02 | 2,24 E-02 | 6,17 E-04 | 1,09 E-01 | 5,06 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons de 10 MeV.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 | 5,20 E+02 |
| 2,5 | 5,15 E+02 | 5,29 E+02 | 5,18 E+02 | 5,24 E+02 | 5,26 E+02 | 5,28 E+02 | 5,33 E+02 | 5,38 E+02 | 6,12 E+02 |
| 5 | 4,88 E+02 | 5,08 E+02 | 4,82 E+02 | 4,93 E+02 | 5,09 E+02 | 5,08 E+02 | 5,02 E+02 | 5,30 E+02 | 6,49 E+02 |
| 7,5 | 4,54 E+02 | 4,71 E+02 | 4,31 E+02 | 4,46 E+02 | 4,75 E+02 | 4,70 E+02 | 4,57 E+02 | 5,10 E+02 | 6,56 E+02 |
| 10 | 4,15 E+02 | 4,27 E+02 | 3,74 E+02 | 3,93 E+02 | 4,33 E+02 | 4,22 E+02 | 4,08 E+02 | 4,84 E+02 | 6,50 E+02 |
| 20 | 2,60 E+02 | 2,45 E+02 | 1,80 E+02 | 1,98 E+02 | 2,58 E+02 | 2,37 E+02 | 2,39 E+02 | 3,52 E+02 | 5,53 E+02 |
| 30 | 1,48 E+02 | 1,25 E+02 | 7,62 E+01 | 8,63 E+01 | 1,37 E+02 | 1,18 E+02 | 1,35 E+02 | 2,30 E+02 | 4,42 E+02 |
| 40 | 7,98 E+01 | 5,98 E+01 | 3,06 E+01 | 3,51 E+01 | 7,00 E+01 | 5,67 E+01 | 7,47 E+01 | 1,41 E+02 | 3,50 E+02 |
| 50 | 4,18 E+01 | 2,80 E+01 | 1,20 E+01 | 1,37 E+01 | 3,51 E+01 | 2,67 E+01 | 4,07 E+01 | 8,39 E+01 | 2,77 E+02 |
| 75 | 7,81 E+00 | 3,95 E+00 | 1,17 E+00 | 1,22 E+00 | 6,42 E+00 | 4,37 E+00 | 8,13 E+00 | 2,25 E+01 | 1,54 E+02 |
| 100 | 1,42 E+00 | 5,25 E-01 | 1,35 E-01 | 9,76 E-02 | 1,46 E+00 | 9,76 E-01 | 1,44 E+00 | 6,70 E+00 | 8,54 E+01 |
| 150 | 5,17 E-02 | 8,96 E-03 | 5,02 E-03 | 7,39 E-04 | 1,86 E-01 | 1,28 E-01 | 3,61 E-02 | 8,93 E-01 | 2,48 E+01 |
| 200 | 1,28 E-03 | 3,15 E-05 | 4,74 E-04 | 3,52 E-07 | 4,41 E-02 | 2,88 E-02 | 5,98 E-04 | 1,43 E-01 | 7,16 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour des neutrons de 14 MeV.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 | 3,87 E+02 |
| 2,5 | 3,92 E+02 | 3,87 E+02 | 3,54 E+02 | 3,87 E+02 | 3,42 E+02 | 3,28 E+02 | 3,95 E+02 | 4,06 E+02 | 4,07 E+02 |
| 5 | 3,58 E+02 | 3,44 E+02 | 2,69 E+02 | 3,41 E+02 | 2,55 E+02 | 2,27 E+02 | 3,60 E+02 | 3,89 E+02 | 3,90 E+02 |
| 7,5 | 3,13 E+02 | 2,92 E+02 | 1,92 E+02 | 2,86 E+02 | 1,80 E+02 | 1,46 E+02 | 3,18 E+02 | 3,63 E+02 | 3,66 E+02 |
| 10 | 2,69 E+02 | 2,40 E+02 | 1,33 E+02 | 2,32 E+02 | 1,24 E+02 | 9,30 E+01 | 2,78 E+02 | 3,34 E+02 | 3,41 E+02 |
| 20 | 1,27 E+02 | 9,70 E+01 | 2,97 E+01 | 8,60 E+01 | 2,90 E+01 | 1,68 E+01 | 1,59 E+02 | 2,18 E+02 | 2,52 E+02 |
| 30 | 5,69 E+01 | 3,69 E+01 | 6,85 E+00 | 2,88 E+01 | 8,18 E+00 | 4,46 E+00 | 8,99 E+01 | 1,31 E+02 | 1,90 E+02 |
| 40 | 2,45 E+01 | 1,40 E+01 | 1,66 E+00 | 9,47 E+00 | 2,90 E+00 | 1,86 E+00 | 5,02 E+01 | 7,46 E+01 | 1,47 E+02 |
| 50 | 1,08 E+01 | 5,32 E+00 | 4,27 E-01 | 3,13 E+00 | 1,36 E+00 | 1,06 E+00 | 2,71 E+01 | 4,20 E+01 | 1,15 E+02 |
| 75 | 1,70 E+00 | 4,94 E-01 | 2,07 E-02 | 1,97 E-01 | 3,75 E-01 | 3,97 E-01 | 5,33 E+00 | 1,06 E+01 | 6,39 E+01 |
| 100 | 2,66 E-01 | 4,65 E-02 | 1,54 E-03 | 1,37 E-02 | 1,35 E-01 | 1,61 E-01 | 9,14 E-01 | 3,31 E+00 | 3,51 E+01 |
| 150 | 8,19 E-03 | 4,96 E-04 | 4,28 E-05 | 9,74 E-05 | 1,97 E-02 | 2,76 E-02 | 2,15 E-02 | 5,23 E-01 | 1,01 E+01 |
| 200 | 4,00 E-04 | 3,97 E-06 | 3,58 E-06 | 1,49 E-07 | 2,88 E-03 | 4,69 E-03 | 4,41 E-04 | 8,47 E-02 | 2,89 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour un spectre de neutrons d'une source de ²⁴¹Cm.

| Épaisseur (cm) | Béton ordinaire | Béton baryté | Béton colémanite | Béton hématite | Eau | CH ₂ | Acier inox | Verre au plomb | Plomb |
|-------------------|--------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-----------|-----------------|---------------|-------------------|-----------|
| 0 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 | 3,92 E+02 |
| 2,5 | 4,01 E+02 | 4,00 E+02 | 3,86 E+02 | 4,02 E+02 | 3,85 E+02 | 3,78 E+02 | 4,06 E+02 | 4,11 E+02 | 4,16 E+02 |
| 5 | 3,79 E+02 | 3,71 E+02 | 3,32 E+02 | 3,72 E+02 | 3,32 E+02 | 3,11 E+02 | 3,74 E+02 | 4,01 E+02 | 4,04 E+02 |
| 7,5 | 3,47 E+02 | 3,31 E+02 | 2,68 E+02 | 3,28 E+02 | 2,70 E+02 | 2,39 E+02 | 3,32 E+02 | 3,82 E+02 | 3,83 E+02 |
| 10 | 3,12 E+02 | 2,87 E+02 | 2,09 E+02 | 2,80 E+02 | 2,14 E+02 | 1,78 E+02 | 2,90 E+02 | 3,59 E+02 | 3,59 E+02 |
| 20 | 1,79 E+02 | 1,40 E+02 | 6,80 E+01 | 1,25 E+02 | 7,49 E+01 | 5,06 E+01 | 1,64 E+02 | 2,55 E+02 | 2,68 E+02 |
| 30 | 9,34 E+01 | 6,20 E+01 | 2,05 E+01 | 4,83 E+01 | 2,60 E+01 | 1,52 E+01 | 9,24 E+01 | 1,65 E+02 | 2,02 E+02 |
| 40 | 4,68 E+01 | 2,64 E+01 | 6,16 E+00 | 1,77 E+01 | 9,47 E+00 | 5,34 E+00 | 5,15 E+01 | 1,01 E+02 | 1,56 E+02 |
| 50 | 2,29 E+01 | 1,10 E+01 | 1,87 E+00 | 6,29 E+00 | 3,87 E+00 | 2,27 E+00 | 2,80 E+01 | 6,01 E+01 | 1,23 E+02 |
| 75 | 3,77 E+00 | 1,22 E+00 | 1,12 E-01 | 4,67 E-01 | 6,90 E-01 | 5,89 E-01 | 5,53 E+00 | 1,62 E+01 | 6,79 E+01 |
| 100 | 6,21 E-01 | 1,30 E-01 | 1,11 E-02 | 3,00 E-02 | 2,12 E-01 | 2,29 E-01 | 9,57 E-01 | 4,87 E+00 | 3,74 E+01 |
| 150 | 2,08 E-02 | 1,64 E-03 | 3,46 E-04 | 1,40 E-04 | 3,26 E-02 | 4,12 E-02 | 2,40 E-02 | 6,80 E-01 | 1,08 E+01 |
| 200 | 7,47 E-04 | 2,36 E-06 | 2,37 E-05 | 4,88 E-07 | 5,99 E-03 | 7,77 E-03 | 4,07 E-04 | 1,10 E-01 | 3,10 E+00 |

Indices de transmission neutrons en pSv·cm² pour un spectre de neutrons d'une source de ²⁴¹Am-Be.

Chapitre 6

Principe de la méthode de Monte-Carlo appliquée aux calculs de dosimétrie et de radioprotection

L'utilisation de codes de calcul permettant d'estimer les différentes grandeurs radiométriques et dosimétriques définies précédemment dans cet ouvrage est devenue incontournable. Ces derniers fonctionnent selon des méthodes de calculs numériques dont les approximations altèrent plus ou moins la valeur vraie des grandeurs recherchées. Nous avons choisi d'en détailler une en particulier, qui constitue la méthode de référence pour les simulations dans le domaine de la dosimétrie et de la radioprotection, et dont l'évocation a jalonné l'ensemble des chapitres précédents : la méthode Monte-Carlo.

6.1 Principe de la méthode Monte-Carlo appliquée au transport de particules

Le logigramme du cheminement d'un calcul de type Monte-Carlo appliqué au transport de particules est montré à la figure 6.1. Le principe général en est le suivant : un grand nombre de particules sont générées par une source de

façon aléatoire et leur trajectoire ainsi que leur « histoire » (la particule va-t-elle interagir, pour donner quel type de particule secondaire, à quelle énergie, etc.) vont être calculées de façon probabiliste.

En premier lieu, une routine de tirage aléatoire du code assigne à chaque particule tirée de la source, un jeu de paramètres initiaux (coordonnées spatiales x, y, z ; direction d'émission u, v, w ; énergie E ; le temps t si la dépendance temporelle est incluse dans le calcul). Les valeurs de ces paramètres sont « sélectionnées » parmi les distributions de probabilités spatiales, en direction, en énergie, en temps. La source est ainsi caractérisée au moyen d'un échantillonnage sur ces distributions liées au tirage de nombres aléatoires générés par l'ordinateur. Ce procédé de type tirage aléatoire pour caractériser les paramètres physiques inhérents au transport de la particule est d'ailleurs, nous le verrons, le fondement de la méthode Monte-Carlo.

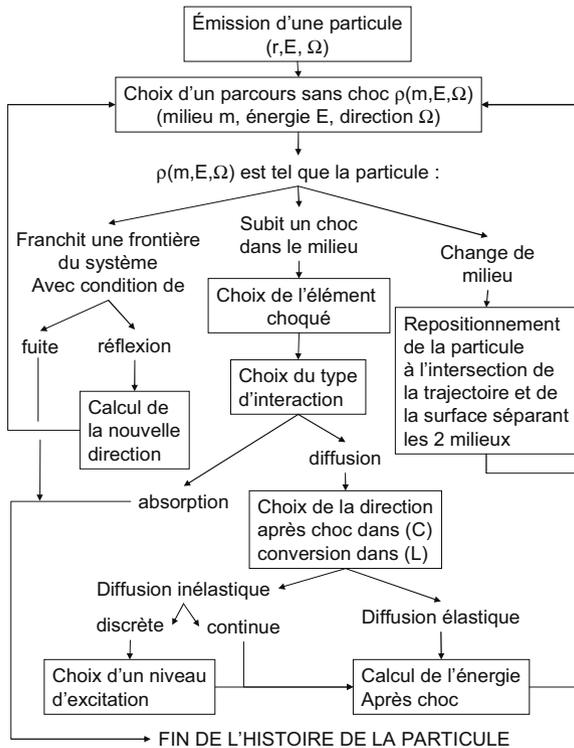


Figure 6.1 – Logigramme du schéma de calcul de la méthode Monte-Carlo appliquée au transport des particules.

L'étape suivante consiste à sélectionner la longueur de parcours que va effectuer la particule avant d'interagir avec le milieu. Cette longueur est définie en unités de libre parcours moyen (*mean-free-path* ou MFP) ou longueur moyenne d'interaction (cf. chapitre 2).

La géométrie de la source, les zones matérialisées, les détecteurs et les limites du système sont précisés dans un fichier d'entrée. Les sections efficaces et modèles physiques sont implémentés pour l'ensemble des matériaux et interactions nucléaires susceptibles d'être rencontrés dans le système.

Un algorithme de calcul de trajectoire détermine les coordonnées spatiales du point de collision en utilisant le libre parcours moyen de la particule obtenue à partir des sections efficaces d'interaction dans le milieu. Si l'interface entre deux milieux est traversée, les coordonnées sont calculées au point de traversée. S'il s'agit d'une limite extérieure du système, la particule disparaît et c'est la fin de son « histoire » (*escape*). Une nouvelle particule de la source est alors tirée et son transport est de nouveau suivi jusqu'à sa disparition. Le calcul s'achève lorsque toutes les particules sources sont tirées et les particules secondaires engendrées transportées.

Lors de son transport, la particule fait éventuellement une ou plusieurs collisions. Un algorithme de collision décide si la particule est diffusée ou absorbée. Le noyau diffusant et le type de réaction de diffusion (réaction élastique ou inélastique) sont à leur tour échantillonnés. Si la diffusion est choisie, une routine de collision sélectionne l'angle de diffusion avec, là encore, l'aide d'un nombre aléatoire pour le calcul de l'énergie diffusée, et transforme la direction par le système de coordonnées fixes du laboratoire. Le code retourne alors vers l'algorithme de calcul de longueur de trajectoire (*path-length*) et l'histoire de la particule est continuée.

Les grandeurs de calcul – fluence, densité de collision et réponses comme la dose absorbée par exemple – sont déterminées par un estimateur statistique dédié. Le résultat est obtenu en moyennant le comptage (*score*) sur l'ensemble des particules tirées par la source. Le résultat ne peut être obtenu de façon exacte et est nécessairement assorti d'une incertitude statistique.

6.2 Générateur de nombres aléatoires sur un ordinateur

Le principe de tirage aléatoire est une des pierres angulaires de la méthode Monte-Carlo. Il y a nécessité de générer des suites de nombres aléatoires pour effectuer les échantillonnages sur les différentes densités de probabilité des différents paramètres physiques caractéristiques du transport d'une particule dans la matière. Une technique usuelle pour générer ces nombres aléatoires, il y en a d'autres, est fondée sur la méthode dite congruentielle [26].

Dans cette approche, l'idée consiste à générer une séquence de nombres entiers aléatoires X_n tels qu'ils répondent à l'inégalité (6.1).

$$0 \leq X_n \leq m \text{ avec } m \in \mathbf{N} \quad (6.1)$$

Le nombre aléatoire, dont la valeur est comprise entre 0 et 1, est alors déterminé selon (6.2).

$$\xi_n = \frac{X_n}{m} \quad 0 \leq \xi_n \leq 1 \tag{6.2}$$

La séquence de nombres entiers aléatoires est obtenue *via* la relation de récurrence (6.3).

$$X_n = (aX_{n-1} + b) \bmod m \quad n \geq 0 \tag{6.3}$$

Ce qui revient à :

$$X_n = aX_{n-1} + b - mk_n$$

où k_n est le plus grand entier positif de $\left[\frac{aX_{n-1} + b}{m} \right]$.

m est le module supérieur à 0, a est le multiplicateur compris entre 0 et m , et b l'incrément, également compris entre 0 et m . La première valeur de la séquence X_0 appelée « graine » est fixée à une valeur entière entre 0 et m .

À titre d'exemple, caractérisons la séquence de module 5, de multiplicateur, incrément et graine valant 3 et les nombres aléatoires associés [28].

$$\left\{ \begin{array}{l} X_0 = 3 \qquad \qquad \qquad \Rightarrow \xi_0 = \frac{3}{5} = 0,6 \\ X_1 = (3 \times 3) + 3 - 5 \left[\frac{(3 \times 3) + 3}{5} \right] = 2 \quad \Rightarrow \xi_1 = \frac{2}{5} = 0,4 \\ X_2 = (3 \times 2) + 3 - 5 \left[\frac{(3 \times 2) + 3}{5} \right] = 4 \quad \Rightarrow \xi_2 = \frac{4}{5} = 0,8 \\ X_3 = (3 \times 4) + 3 - 5 \left[\frac{(3 \times 4) + 3}{5} \right] = 0 \quad \Rightarrow \xi_3 = \frac{0}{5} = 0 \\ X_4 = (3 \times 0) + 3 - 5 \left[\frac{(3 \times 0) + 3}{5} \right] = 3 \quad \Rightarrow \xi_4 = \frac{3}{5} = 0,6 \end{array} \right.$$

Une séquence contient $m - 1$ nombres aléatoires ; pour avoir la périodicité la plus grande possible, il faut un module le plus grand possible. Typiquement, dans un ordinateur, on peut atteindre la taille maximale d'un mot – au sens informatique du terme – soit pour une machine de 32 bits, le module serait $m = 2^{32}$ soit une séquence de $2^{32} - 1 = 4,3 \cdot 10^9$ nombres aléatoires.

On parle plus précisément de nombres pseudo-aléatoires puisque ces derniers sont générés *via* une expression récurrente analytique.

6.3 Échantillonnage d’une distribution discrète, application au choix du type de collision

La façon dont le nombre aléatoire compris entre 0 et 1 est utilisée pour sélectionner un événement d’une distribution de probabilité discrète est expliquée dans ce qui suit : on considère comme exemple le cas d’un photon susceptible d’interagir dans la matière par effet photoélectrique, Compton ou création de paire. Les probabilités d’interaction par tel ou tel mode sont les suivantes :

$$p_1 = \frac{\sigma_{pe}}{\sigma_t} \quad p_2 = \frac{\sigma_c}{\sigma_t} \quad p_3 = \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_t} \quad \text{où : } \sigma_t = \sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_{pp} .$$

On notera de fait que :

$$1 = \sum_{i=1}^n p_i \tag{6.4}$$

Considérons de façon arbitraire un cas où $p_1 = 0,2$, $p_2 = 0,5$, $p_3 = 0,3$. La distribution discrète de probabilité de tel ou tel effet peut être représentée comme montré à la figure 6.2a. On définira également la probabilité cumulée comme (6.5), que l’on pourrait traduire comme étant la probabilité d’avoir une valeur $i < j$.

$$P(i < j) = \sum_{i=1}^j p_i \tag{6.5}$$

La figure 6.2b donne une représentation schématique de la distribution de probabilité cumulée relative au type d’interaction photonique.

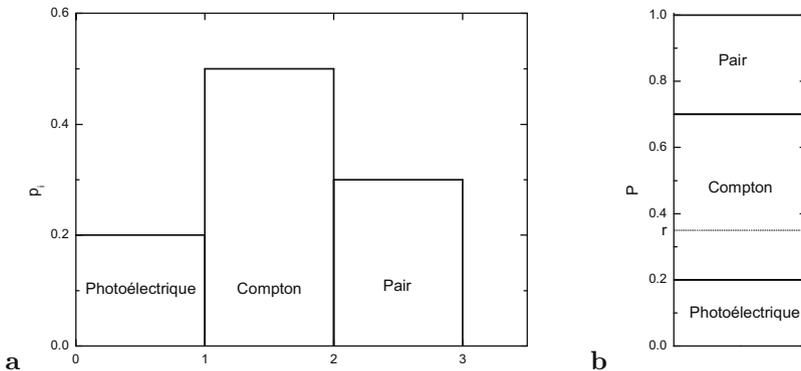


Figure 6.2 – a) Représentation des probabilités d’interaction. b) Représentation de la distribution de probabilité cumulée – dans le cas présent le triage aléatoire conduit à $\xi = 0,35$ et donc c’est l’interaction Compton qui est choisie, adaptée de [30].

Maintenant, si on génère un nombre aléatoire ξ tel que $0 < \xi < 1$ et que l’on affecte la valeur de ce dernier au résultat de la distribution de probabili-

té cumulée de sorte que $P = \xi$, alors si l'inégalité (6.6) est vérifiée et la k -ième interaction est choisie :

$$P(k-1) < \xi \leq P(k) \quad (6.6)$$

À titre d'exemple, pour notre problème, si le tirage du nombre aléatoire conduit à $\xi = 0,35$, l'interaction correspondante sera de type Compton, comme montré à la figure 6.2 b. Plus généralement, selon la valeur de ξ , on aurait les choix suivants :

- $0 < \xi < 0,2$ l'interaction est de type photoélectrique ;
- $0,2 < \xi < 0,7$ l'interaction est de type Compton ;
- $0,7 < \xi < 1$ l'interaction est de type création de paire.

De fait, comme ξ est uniformément distribué sur l'intervalle unité, chaque type d'interaction est échantillonné avec les probabilités $p_1 = 0,2$, $p_2 = 0,5$ et $p_3 = 0,3$. Après un grand nombre de tirages, on observe, lors des collisions, les occurrences d'interaction suivantes : 50 % de Compton, 20 % de photoélectrique et 30 % de création de paire. Pour un faible nombre de tirages, les fluctuations statistiques peuvent être significatives et la diffusion Compton peut être sélectionnée soit au-dessus soit en dessous de 50 %. En conséquence, la nature statistique de l'échantillonnage impose le tirage d'un nombre conséquent de particules pour coller au plus près à la valeur vraie estimée.

À noter que l'on peut procéder de façon similaire, dans le cas de l'échantillonnage de l'énergie émise par un radionucléide émetteur d'un spectre discret de N raies d'énergie $E_{\gamma n}$ et de pourcentages d'émission Γ_n .

6.4 Échantillonnage d'une distribution continue, application au calcul de l'énergie d'émission et de la direction d'une particule diffusée

Il existe dans les modèles de physique de nombreuses distributions de probabilités « continue » qui sont définies par des expressions analytiques : émission de l'énergie, section efficace de diffusion... Pour échantillonner ces distributions, il y lieu d'étendre l'approche discrète précédente à une approche continue. Le signe somme précédent devient alors une intégrale et la probabilité $p(x)$ que la variable x ait une valeur x devient une densité de probabilité continue définie par une expression analytique. La densité de probabilité cumulée $P(x)$, associée, qui traduit la probabilité que la variable x est une valeur inférieure à x , se calcule selon (6.7).

$$P(x) = \int_{x_{\min}}^x p(x) dx \quad \text{avec} \quad \int_{x_{\min}}^{\infty} p(x) dx = 1 \quad (6.7)$$

x_{\min} est la valeur minimale susceptible d'être prise par la variable x . Ces deux expressions sont respectivement les « extensions » continues des expressions (6.4) et (6.5) de l'approche discrète précédente. Pour obtenir une valeur de x ,

on tire un nombre aléatoire ξ que l'on rend égal au résultat de la densité de probabilité cumulée $P(x)$ selon (6.8).

$$\xi = P(x) \tag{6.8}$$

Nous noterons que la densité de probabilité cumulée dans le contexte de l'approche continue s'apparente à la fonction de répartition dans le cas d'une loi normale. La valeur recherchée de x est ensuite déterminée au moyen de la fonction inverse de $P(x)$ (6.9).

$$x = P^{-1}(\xi) \tag{6.9}$$

Cette technique d'échantillonnage est appelée « méthode de l'inverse de la densité de probabilité cumulée ».

Si nous prenons le cas de l'échantillonnage de l'énergie d'émission d'une particule dont la section efficace différentielle pour une énergie comprise entre E et $E + dE$ est $(d\sigma/dE)$; la densité de probabilité d'avoir une énergie d'émission E est alors définie par l'expression (6.10).

$$p(E) = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma}{dE} \right) \text{ avec } \sigma = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{d\sigma}{dE} \right) dE \tag{6.10}$$

À l'instar de l'expression (6.7), on déduit l'expression de la densité de probabilité cumulée, qui détermine la probabilité d'avoir une énergie d'émission inférieure à une certaine valeur E selon (6.11).

$$P(E) = \int_{E_{\min}}^E p(E) dE = \frac{1}{\sigma} \int_{E_{\min}}^E \left(\frac{d\sigma}{dE} \right) dE \tag{6.11}$$

Le tirage d'un nombre aléatoire permet alors d'obtenir le résultat de la valeur de E appelée ici E' , au moyen de la fonction inverse de la densité de probabilité cumulée (6.12).

$$\xi = P(E') \Leftrightarrow E' = P^{-1}(\xi) \tag{6.12}$$

Pour fonctionner, cette méthode requiert les trois conditions suivantes : l'intégrale (6.11) doit être définie, elle doit accepter une solution analytique et finalement la fonction inverse de cette solution doit être également calculable. Toutefois, ce cas de figure « idéal » reste marginal.

Dans le cas contraire, lorsque cette technique n'est pas applicable, il existe un certain nombre d'approches alternatives permettant l'échantillonnage de la fonction $P(x)$ décrivant la densité de probabilité cumulée. Dans ce qui suit, nous allons détailler un certain nombre d'entre elles.

6.4.1 Échantillonnage d'une distribution continue par une approche multi-groupes

La distribution continue de probabilité peut être découpée en groupe d'énergie (*energy bin*). Le repérage de ces groupes d'énergie peut se faire de trois façons différentes :

– l'énergie de sa borne supérieure, de sorte que $\Delta E_n = E_{n-1} - E_n$ est repéré par E_n ;

– l'énergie de sa borne inférieure, de sorte que ΔE_n est repéré par E_{n-1} ;

– l'énergie de son point milieu, de sorte que ΔE_n est repéré par $(E_n + E_{n-1})/2$.

À chaque groupe d'énergie ΔE_n , avec une des indexations ci-dessus, correspond la fraction intégrée de la distribution de probabilité sur l'intervalle d'énergie du groupe. Il s'agit donc d'un découpage par bande d'énergie pour lequel la distribution continue initiale est finalement échantillonnée selon une approche similaire à celle détaillée au chapitre 1.

Typiquement, prenons par exemple l'expression de densité de probabilité d'émission de l'énergie des neutrons de fission, décrite par le spectre de Watt (cf. chapitre 4).

$$p(E_n) = c \exp\left(\frac{-E_n}{a}\right) \sinh \sqrt{bE_n}$$

avec a , b deux paramètres qui dépendent de l'isotope fissile et c le terme de normalisation dépendant de a et b défini par :

$$c = \sqrt{\frac{4}{\pi a^3 b}} \exp\left(-\frac{ab}{4}\right)$$

Cette distribution dans la bibliothèque ENDL [10] est découpée par bandes d'énergies. À chaque index supérieur E_n d'un groupe d'énergie $\Delta E_n = E_{n-1} - E_n$ correspond une probabilité $p(E_n)$. L'ensemble des couples $(E_n, p(E_n))$ est tabulé pour tous les radionucléides fissiles.

Pour déterminer une énergie d'émission du neutron, un nombre aléatoire ξ est tiré, ensuite une routine de calcul effectue la somme des $p(E_n)$ correspondant à une probabilité cumulée, jusqu'à ce que l'égalité (6.13) soit vérifiée.

$$\sum_{E_n=0}^{E_n=E_k} p(E_n) \approx \xi \quad (6.13)$$

En toute rigueur, il y a peu de chance que la valeur de la somme donne précisément ξ . Pour le choix de l'énergie d'émission, on a donc recours à l'inégalité (6.6).

$$P(k-1) < \xi \leq P(k) \Leftrightarrow \sum_{E_n=0}^{E_n=E_{k-1}} p(E_n) < \xi \leq \sum_{E_n=0}^{E_n=E_k} p(E_n)$$

Dans ce cas, c'est l'énergie E_k qui est choisie. On notera que l'approche qui consiste à décrire une distribution continue en mode « point par point » s'applique à un grand nombre de sections efficaces dans les bases de données qui leur sont distribuées.

La figure 6.3, donne une présentation du spectre de Watt et de la fonction de densité de probabilité cumulée associée. Cette dernière est logiquement croissante puisque, de fait, plus on avance dans les énergies, plus la probabilité de tirer une énergie inférieure augmente. Par ailleurs, on imaginera avec la méthode d'échantillonnage que nous venons d'évoquer, que la densité de pro-

tabilité cumulée $P(E)$ représentée est constituée d'une infinité de points donc définie par une infinité de groupes d'énergies ΔE_n .

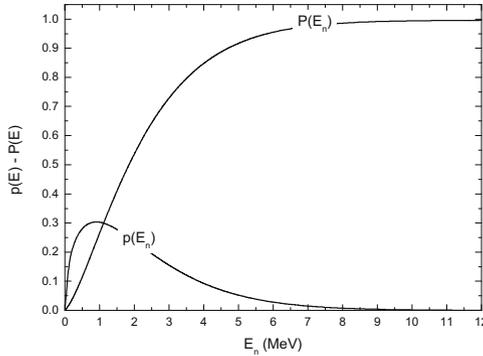


Figure 6.3 – Représentation de $p(E)$, la densité de probabilité d'émettre un neutron d'énergie E lors d'une fission (spectre de Watt) et de la densité de probabilité cumulée $P(E)$.

Nous allons voir dans ce qui suit qu'il existe d'autres méthodes, de type analytique cette fois, pour échantillonner des distributions continues pour lesquelles on ne peut appliquer la « méthode de l'inverse de la densité de probabilité cumulée ».

6.4.2 Échantillonnage d'une distribution continue au moyen d'une fonction approchante

Il s'agit cette fois d'approximer l'expression analytique non triviale par une autre fonction intégrable et dont la fonction inverse est accessible. Une des techniques utilisées est le développement en série. Par exemple, le spectre de Watt traité ci-dessus, par discrétisation, peut être échantillonné au moyen de cette méthode. En effet, pour des faibles énergies E_n nous avons :

$$\sinh(x) = x + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} \dots \Rightarrow p_1(E_n) \approx c \exp(-aE_n) (bE_n)^{1/2}$$

or, quand E_n est petit $\exp(-aE_n) \approx 1$ et finalement on obtient l'expression simplifiée suivante :

$$p_1(E_n) \approx k(E_n)^{1/2}$$

avec k une constante. De même, pour des énergies plus importantes, un des termes de la distribution peut s'approximer comme suit :

$$\sinh(x) = \frac{\exp(x)}{2} \Rightarrow p_2(E_n) \approx \frac{c \exp(-aE_n) \exp(bE_n)^{1/2}}{2} = \frac{c \exp(-aE_n + (bE_n)^{1/2})}{2}$$

Lorsque a et b sont proches de 1, pour des énergies supérieures à 1 MeV, le terme $-aE_n$ domine ; on peut ainsi simplifier l'expression initiale de la façon suivante :

$$p_2(E_n) \approx k' \exp(-aE_n)$$

avec k' une constante. Effectivement, pour s'en convaincre, il suffit de regarder la courbe représentative du spectre de Watt à la figure 6.3 : pour des énergies comprises entre 0 à environ 1 MeV, l'énergie évolue sensiblement en racine carrée de l'énergie, soit l'approximation $p_1(E_n)$, au-delà de 1 MeV celle-ci évolue comme une exponentielle décroissante, soit l'approximation $p_2(E_n)$.

Ces deux expressions sont facilement intégrables et les fonctions inverses accessibles. La densité de probabilité cumulée est donc une somme de deux densités de probabilités cumulées « partielles » valables chacune sur un intervalle précis. La densité de probabilité cumulée sur un intervalle $[0, E_c]$, où E_c est une énergie limite à partir de laquelle on passe d'une expression à l'autre (de l'ordre de 1 MeV), s'obtient alors de la façon suivante :

$$P_1(E_n) = k \int_0^{E_n} (E_n)^{1/2} dE_n = \frac{2k}{3} E_n \sqrt{E_n}$$

La densité de probabilité cumulée sur l'intervalle $[E_c, E_{\max}]$ est :

$$P_2(E_n) = k' \int_{E_c}^{E_n} \exp(-aE_n) dE_n = \frac{[k'' - k' \exp(-aE_n)]}{a}$$

L'échantillonnage avec nombre aléatoire peut donc ensuite être réalisé de façon triviale, en sachant que : $P_1(E_c) + P_2(E_{\max}) = 1$:

$$\text{Si } \xi < P_1(E_c) \Rightarrow E_n = P_1^{-1}(\xi)$$

$$\text{Si } \xi > P_1(E_c) \Rightarrow E_n = E_c + P_2^{-1}(\xi - P_1(E_c))$$

Pour illustrer encore cette technique, voici une autre approximation classique : celle d'une densité de probabilité décrivant une loi normale. Là encore, pas de solution analytique pour l'intégrale de la densité de probabilité. Khan [23] propose d'approximer cette fonction par une autre fonction ayant des propriétés équivalentes. Considérons pour cette approche une loi normale centrée réduite :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right)$$

Cette dernière peut être approximée par la fonction ci-dessous :

$$p^*(x) = \frac{B \exp(-Bx)}{(1 + \exp(-Bx))^2} ; -\infty \leq x \leq \infty ; B > 0$$

On montrerait que cette fonction $p^*(x)$, comme la loi centrée réduite, possède une moyenne nulle et une variance de 1 dès lors que $B = \pi / \sqrt{3}$. Il est

alors possible de calculer la densité de probabilité cumulée de cette fonction moyennant l'approximation suivante :

$$P(x) = \int_0^x p(x) dx \cong \int_0^x p^*(x) dx = \frac{\exp Bx}{1 + \exp Bx}$$

On peut ainsi tirer un nombre aléatoire ξ et appliquer la méthode de l'inverse de la densité de probabilité cumulée :

$$P(x) = \xi \Rightarrow x = P^{-1}(\xi) = \frac{1}{B} \ln \left[\frac{\xi}{1 - \xi} \right]$$

Ce type d'approche peut s'avérer, par exemple, approprié pour l'échantillonnage de la localisation d'une position du point de tir de particule lorsque la source simule le profil gaussien du faisceau cylindrique d'un accélérateur. La figure 6.4 donne une visualisation d'un faisceau de profil gaussien.

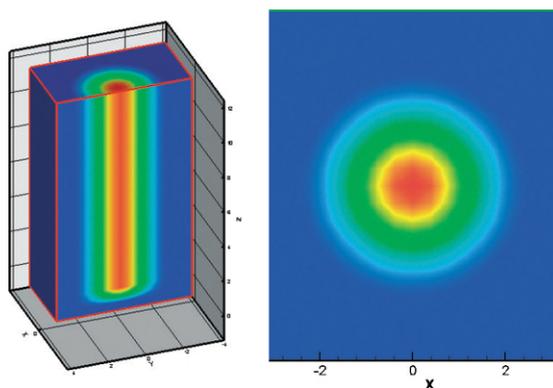


Figure 6.4 – Visualisation d'un faisceau à profil gaussien obtenu dans le code MCNP [1].

Le passage graduel du bleu au rouge traduit un accroissement du tirage des particules dans le faisceau. Effectivement, dans un faisceau à profil gaussien, les particules sont tirées préférentiellement à mesure que l'on se rapproche du centre du faisceau. Ajoutons que pour caractériser un tel faisceau, il y a lieu de faire deux tirages successifs sur des distributions gaussiennes pour caractériser tour à tour, la coordonnée x et y du point de tir.

6.4.3 Échantillonnage d'une distribution continue par la méthode de réjection

Lorsque l'on ne peut pas accéder à l'expression de la densité de probabilité cumulée $P(x)$ pour une densité de probabilité $p(x)$ connue et que l'on ne peut approximer la distribution de probabilité par une autre fonction comme dans le traitement précédent, la méthode dite de réjection peut être utilisée.

Pour décrire cette méthode, considérons la distribution de probabilité $p(x)$, décrivant un demi-cercle sur un intervalle $[a, b]$ comme montrée à la figure 6.5.

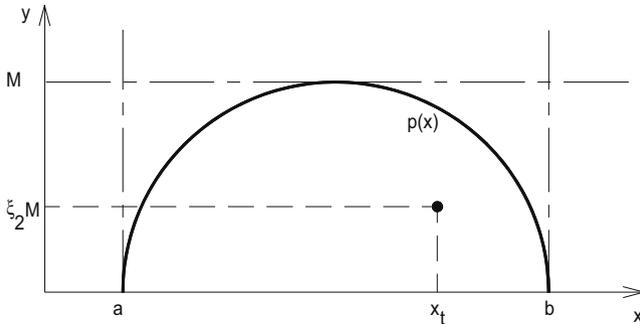


Figure 6.5 – Méthode de la réjection – cas d’une distribution de probabilité circulaire sur un intervalle $[a, b]$.

On tire un premier nombre aléatoire ξ_1 qui détermine une valeur aléatoire de x sur l’intervalle $[a, b]$ selon l’expression (6.14).

$$x_t = a + \xi_1 (b - a) \tag{6.14}$$

On tire un second nombre aléatoire ξ_2 et le test suivant est effectué :

- si $\xi_2 M > p(x_t)$, alors la valeur de x_t est rejetée ;
- si $\xi_2 M \leq p(x_t)$, alors la valeur de x_t est acceptée.

En effectuant cette opération un grand nombre de fois, on finit par obtenir la probabilité « d’acceptation de x_t » qui n’est autre que le rapport du nombre de cas « acceptés » sur le nombre de cas testés ; autrement dit, dans notre exemple, cela revient au rapport du demi-disque résultant de l’intégration du demi-cercle sur $[a, b]$, divisé par la surface délimitée par le rectangle de dimension $M(b - a)$. Dans notre cas, ce rapport vaut $\pi/4$, d’où :

$$\frac{1}{M(b - a)} \int_a^b p(x) dx = \frac{\pi}{4}$$

Notons que cette méthode peut être utilisée pour calculer la valeur de π . D’une façon plus générale, pour un intervalle compris entre a et x et une probabilité « d’acceptation » P_a nous aurions :

$$\frac{1}{M(x - a)} \int_a^x p(x) dx = \frac{P(x)}{M(x - a)} = P_a$$

Ainsi, en tirant un nouveau nombre aléatoire ξ de sorte que $P(x) = \xi$, on obtient finalement la valeur aléatoire de x :

$$\xi = P_a M(x - a) \Leftrightarrow x = \left(\frac{\xi}{P_a M} \right) + a$$

En pratique, pour une meilleure efficacité, on est amené non pas à borner par une valeur unique M , mais par une fonction $g(x)$ dont le comportement est

très proche de celui de $p(x)$. Cette fonction $g(x)$ doit être globalement majorante et intégrable sur les mêmes bornes que $P(x)$ pour donner une fonction que nous appellerons $G(x)$. La méthode de réjection est alors effectuée sur la fonction composée $h(x)$ issue du rapport de $p(x)$ sur sa fonction majorante $g(x)$:

$$h(x) = \frac{p(x)}{g(x)}$$

Cette fois, la valeur limite de test est définie par le maximum de cette fonction $h(x)$: h_{\max} sur l'intervalle $[a \ b]$. Les étapes du test sont les suivantes : on tire un premier nombre aléatoire ξ_1 et on détermine une valeur aléatoire de x , $x_t = G^{-1}(\xi_1)$; on tire un second nombre aléatoire ξ_2 et le test suivant est effectué :

- si $\xi_2 h_{\max} > h(x_t)$, alors la valeur de x_t est rejetée ;
- si $\xi_2 h_{\max} \leq h(x_t)$, alors la valeur de x_t est acceptée.

La figure 6.6, donne une représentation d'une densité de probabilité $p(x)$, approchée par une fonction $g(x)$, le ratio $h(x) = p(x)/g(x)$ et les densités de probabilité cumulées $P(x)$ et $G(x)$. La valeur de h_{\max} est une limite finie de $h(x)$, en pratique elle dépasse légèrement la valeur maximale de $p(x)$.

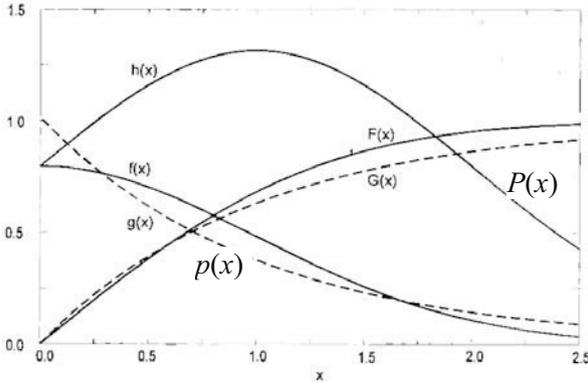


Figure 6.6 – Représentation d'une densité de probabilité $p(x)$, approchée par une fonction $g(x)$, le ratio $h(x) = p(x)/g(x)$ et les densités de probabilité cumulées $P(x)$ et $G(x)$. La valeur de h_{\max} est une limite finie de $h(x)$, en pratique elle dépasse légèrement la valeur maximale de $p(x)$, adapté de [35].

À titre d'exemple, si nous revenons à l'expression de Watt, l'énergie du neutron de fission émise peut être échantillonnée *via* une méthode de réjection développée par Kalos [20] de la façon suivante. Un jeu de paramètres L , M et N est défini une seule fois comme suit :

$$L = 1 + \left(\frac{b}{8a} \right), \quad M = \left\lfloor \frac{L + (L^2 - 1)^{1/2}}{a} \right\rfloor, \quad N = aM - 1$$

On définit x et y avec deux nombres aléatoires ξ_1 et ξ_2 comme suit :

$$\begin{cases} x = -\text{Log}(\xi_1) \\ y = -\text{Log}(\xi_2) \end{cases}$$

On rejette si : $[y - N(x + 1)]^2 > bMx$. Dans le cas contraire, l'expression est acceptée et l'énergie d'émission du neutron de fission est attribuée comme suit :

$$E_n = Mx = -M \text{Log}(\xi_1)$$

Les performances en terme de temps de calcul apportées par cette méthode sont notables, typiquement 0,3 μ s par échantillonnage soit environ 200 millions d'échantillonnages par minute.

Cette méthode de réjection pour la détermination de $P(x)$ est efficace à la réserve près de disposer d'une fonction « proche » de $p(x)$. Dans le cas contraire, il existe, enfin, des méthodes « particulières » d'échantillonnage, fondées sur des propriétés mathématiques des expressions analytiques à échantillonner. Ci-après est proposée la méthode « particulière » de Koblinger [24] pour l'échantillonnage de distribution de Klein-Nishina (KN).

6.4.4 Échantillonnage d'une distribution continue par méthode particulière, application à la détermination de la direction et l'énergie de la particule diffusée

Revenons au transport des photons du § 6.3 et imaginons que le tirage du nombre aléatoire est provoqué sur la probabilité cumulée, amenant au choix de la diffusion Compton. Une fois ce choix effectué, il est nécessaire désormais de déterminer l'énergie et la direction du photon diffusé, idem pour l'électron Compton produit.

On y parvient, en toute rigueur, en appliquant la méthode de l'inverse de la densité de probabilité cumulée sur l'expression de la section efficace différentielle en énergie de KN. Cependant, la forme analytique complexe de cette dernière empêche d'accéder à la fonction inverse de la densité de probabilité cumulée. Koblinger *et al.* [24] proposent une méthode alternative, fondée sur des particularités de l'expression analytique de KN pour accéder à l'énergie des photons diffusés (pour des énergies incidentes supérieures à 1,4 MeV).

Au chapitre 2, nous avons décomposé l'expression différentielle de KN en une somme de quatre termes indépendants. La probabilité que le photon Compton diffusé ait une énergie comprise entre E'_γ et $E'_\gamma + dE'_\gamma$ est obtenue en divisant la section efficace différentielle de KN par la section efficace totale de l'interaction Compton :

$$p(x) = \frac{1}{\sigma_c} \left(\frac{d\sigma_c}{dx} \right)$$

$$\text{Ainsi : } p(x) = \begin{cases} H \left(A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} \right) & \text{si } 1 \leq x \leq 1 + 2\alpha_0 \\ 0 & \text{en dehors} \end{cases}$$

$$\text{avec } H = \frac{K'}{\sigma_c}.$$

À l'instar des échantillonnages des paramètres précédents, il y a lieu préablement de calculer la densité de probabilité cumulée :

$$P(E'_\gamma) = P(x) = \int_1^x p(x) dx$$

Problème, si cette intégrale est calculable, il n'est pas possible d'accéder à sa fonction inverse P^{-1} et par conséquent, à la grandeur recherchée E'_γ . La méthode de Koblinger s'appuie sur la structure somme de termes de l'expression de KN pour pallier cette impossibilité. La densité de probabilité $p(x)$ peut être décomposée en une somme de fonctions « partielles » indépendantes, sur l'intervalle permis, comme suit :

$$p(x) = \varphi_1(x) + \varphi_2(x) + \varphi_3(x) + \varphi_4(x)$$

$$\text{où : } \varphi_1(x) = HA, \quad \varphi_2(x) = H \frac{B}{x}, \quad \varphi_3(x) = H \frac{C}{x^2} \quad \text{et} \quad \varphi_4(x) = H \frac{D}{x^3}.$$

Nota. La restriction sur l'application de la méthode est la suivante : pour tout x dans l'intervalle $1 \leq x \leq 1 + 2\alpha_0$, les quatre fonctions $\varphi_i(x)$ doivent être toujours positives. Cependant, B et donc $\varphi_2(x)$ sont supérieurs à 0 si : $\alpha_0 \geq 1 + \sqrt{3} \Leftrightarrow E_\gamma > 1,397 \text{ MeV}$. Le mode opératoire de la méthode de Koblinger se déroule en deux étapes.

Étape 1. Tout d'abord, on calcule les probabilités « partielles » suivantes :

$$\hat{p}_i = \int_1^{1+2\alpha_0} \varphi_i(x) dx$$

$$\text{En sachant que de fait : } \sum_{i=1}^4 \hat{p}_i = \int_1^{1+2\alpha_0} p(x) dx = 1$$

En effet, l'intégration sur l'ensemble de l'intervalle permis de la densité de probabilité $p(x)$ conduit nécessairement à 1. Les résultats des différentes intégrations sont donnés par l'expression (6.15).

$$\hat{p}_1 = \hat{p}_3 = H \frac{2}{\alpha_0}, \quad \hat{p}_2 = H \left(1 - \left(\frac{1 + \beta}{\alpha_0^2} \right) \right) \ln(\beta) \quad \text{et} \quad \hat{p}_4 = H \frac{\gamma}{2} \quad (6.15)$$

Il s'agit ensuite de choisir une de ces quatre probabilités « partielles ». Pour ce faire, on calcule les probabilités « partielles » cumulées selon (6.16) – cf. choix de la collision.

$$\hat{P}(j) = \sum_{i=1}^{i=j} \hat{p}_i \quad (6.16)$$

On détermine ensuite laquelle des probabilités « partielles » est choisie en tirant un premier nombre aléatoire ξ_1 . Si ce nombre vérifie l'inégalité (6.17), alors la k -ième probabilité partielle \hat{p}_k est choisie et par conséquent la fonction « partielle » φ_k (cf. figure 6.7) l'est également.

$$\hat{P}(k-1) < \xi \leq \hat{P}(k) \tag{6.17}$$

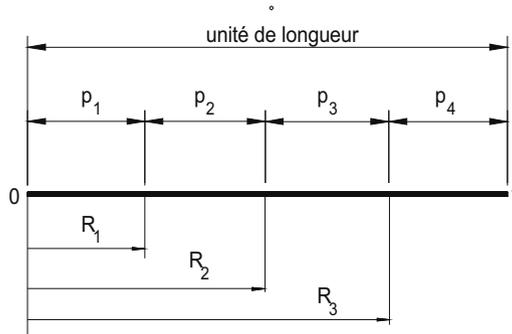


Figure 6.7 – Distributions de probabilités cumulées partielles pour l'échantillonnage de KN par la méthode particulière de Koblinger [24].

Étape 2. Imaginons que ce soit la probabilité « partielle » $\hat{P}(k)$ qui soit choisie, la fonction « partielle » φ_k correspondante est alors retenue. Là encore, on calcule une densité de probabilité cumulée cette fois sur cette fonction, dont on fixe la valeur à un nouveau nombre aléatoire ξ_2 . La fonction inverse de cette dernière permet ensuite l'obtention de x et par suite de E'_γ .

$$\begin{aligned} \xi_2 &= \Phi_k(x) = \frac{1}{\hat{p}_k} \int_1^x \varphi_k(x) dx \\ \Rightarrow x &= \Phi_k^{-1}(\xi_2) \\ \Rightarrow E'_\gamma &= \frac{E_\gamma}{x} = \frac{E_\gamma}{\Phi_k^{-1}(\xi_2)} \end{aligned}$$

Le terme $(\hat{p}_k)^{-1}$ constitue le terme de normalisation de l'intégrale. Notons que la simplicité des composantes $\varphi_i(x)$ constitutives de $p(x)$ rend aisé le calcul des différentes intégrales, ainsi que les expressions des fonctions inverses. Pour les quatre composantes, les valeurs de x sont obtenues selon (6.18).

$$\begin{cases} k = 1 \rightarrow & x = 1 + 2\alpha_0 \xi_2 \\ k = 2 \rightarrow & x = \beta^{\xi_2} \\ k = 3 \rightarrow & x = \frac{\beta}{(1 + 2\alpha_0 \xi_2)} \\ k = 4 \rightarrow & x = (1 - \gamma \xi_2)^{-1/2} \end{cases} \tag{6.18}$$

Par exemple, considérons que l'énergie d'un photon incident soit de 0,8 MeV. En reprenant les expressions (6.15) et (6.16), faisons l'hypothèse que le calcul des probabilités partielles \hat{p}_i ainsi que les probabilités cumulées $\hat{P}(j)$ conduisent aux résultats suivants :

$$\begin{aligned} \hat{p}_1 &= 0,1 & \hat{p}_2 &= 0,3 & \hat{p}_3 &= 0,2 & \hat{p}_4 &= 0,4 \\ \Rightarrow \hat{P}(1) &= 0,1 & \hat{P}(2) &= 0,4 & \hat{P}(3) &= 0,6 & \text{et } \hat{P}(4) &= 1 \end{aligned}$$

On tire le nombre aléatoire $\xi_1 = 0,3$ compris dans l'intervalle $[0,1]$:

$$\hat{P}(1) = 0,1 < \xi_1 = 0,3 \leq \hat{P}(2) = 0,4 \Rightarrow \hat{P}(2) \text{ est donné}$$

La probabilité cumulée $\hat{P}(2)$ étant choisie, on tire un second nombre aléatoire ξ_2 et on prend l'expression relative à $k = 2$ de (6.18). Ainsi, on obtient l'énergie du photon Compton diffusé comme suit :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{x} = \frac{E_\gamma}{\Phi_2^{-1}(\xi_2)} = \frac{E_\gamma}{\beta^{\xi_2}} = \left(1 + \frac{2E_\gamma}{0,511}\right)^{-\xi_2} E_\gamma$$

Admettons que le tirage d'un second nombre aléatoire conduise au résultat suivant $\xi_2 = 0,6$, l'énergie du photon diffusé est finalement :

$$E'_\gamma = \left(1 + \left(\frac{2 \times 0,8}{0,511}\right)\right)^{-0,6} \times 0,8 = 341 \text{ keV}$$

On obtient la direction θ d'émission au moyen de l'expression reliant l'énergie du photon incident au photon Compton du chapitre 2 :

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E'_\gamma} - \frac{1}{E_\gamma} \right) = 1 - 0,511 \times \left(\frac{1}{0,341} - \frac{1}{0,8} \right) = 0,1402$$

$$\Leftrightarrow \theta = a \cos(0,1402) = 82^\circ$$

Pour finir de caractériser la direction du photon Compton diffusé, reste à déterminer l'azimut φ . Comme l'émission du photon Compton répond à une symétrie de révolution, tous les angles compris entre 0 et 2π sont équiprobables ; par conséquent, la probabilité d'avoir un angle compris entre φ et $\varphi + d\varphi$ est donnée par (6.19).

$$p(\varphi) d\varphi = \frac{d\varphi}{2\pi} \quad (6.19)$$

La densité de probabilité cumulée d'avoir un angle inférieur à φ est donnée par (6.20).

$$P(\varphi) = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{2\pi} = \frac{\varphi}{2\pi} \quad (6.20)$$

En fixant la valeur de la distribution à un troisième nombre aléatoire : $P(\varphi) = \xi_3$ il vient : $\varphi = 2\pi \xi_3$. Si ce tirage donne 0,1 par exemple, on obtient :

$$\varphi = 2\pi \times 0,1 \times \frac{180}{\pi} = 36^\circ .$$

Caractérisons maintenant les paramètres de l'électron Compton qui, nous l'avons admis, intéresse davantage le dosimétriste. Son énergie s'obtient selon la soustraction suivante :

$$T_{e^-} = E_\gamma - E'_\gamma - E_L$$

En négligeant l'énergie de liaison E_L de l'électron sur son orbite (une dizaine d'eV), on obtient :

$$T_{e^-} \cong 800 - 341 = 459 \text{ keV}$$

Enfin, calculons l'angle φ avec lequel l'électron Compton est mis en mouvement (cf. chapitre 2), fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de déviation θ du photon Compton :

$$\begin{aligned} \cot \varphi &= \left(1 + \frac{E_\gamma}{0,511} \right) \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \left(1 + \frac{0,8}{0,511} \right) \tan \left(\frac{82}{2} \frac{\pi}{180} \right) = 2,22 \\ &\Rightarrow \varphi = a \cot(2,22) = 24^\circ \end{aligned}$$

Notons que les codes Monte-Carlo sont en capacité de simuler l'ensemble de la cascade électromagnétique ; ainsi, si le mode de transport des électrons est activé, les électrons mis en mouvement lors des collisions photoniques sont à leur tour suivis. Il en est de même pour les noyaux de recul dans le cas de l'interaction des neutrons. Ajoutons enfin que les rayonnements X issus du réarrangement du cortège électronique peuvent également être suivis.

Pour des énergies de photons incidents inférieures à 1,4 MeV, une méthode combinant la méthode détaillée ci-dessus avec la méthode de réjection est utilisée. Nous ne la développerons pas ici.

6.5 Notion de poids statistique, transport analogique et implicite

La nature stochastique du calcul de type Monte-Carlo implique la spécificité suivante : à chaque particule transportée est associé un poids statistique W (*weight*). On notera que, à chaque particule émise par la source, est assigné par défaut un poids de 1.

Pour le suivi du transport des particules, deux approches sont possibles : analogique et implicite. Dans l'approche analogique, dans laquelle la physique réelle est « jouée », une simulation directe est effectuée. Ce mode de suivi n'induit pas de changement de poids statistique de la particule. Notons au passage qu'avec cette approche chaque particule créée lors d'une collision est transportée avec le même poids que la particule qui lui a donné naissance. Pour illustrer cette approche, considérons un flux de neutrons interagissant sur une cible d'hydrogène. Dans l'approche analogique, lorsque le neutron interagit, l'énergie et l'angle du proton de recul et du neutron diffusé sont échantillonnés sur la base des données d'entrée du neutron incident (son énergie, son angle...) et des lois de conservation (moment, masse...). Ainsi en reprenant cet

exemple, lors d'une diffusion élastique, si le neutron incident possède une énergie de 5 MeV et que le neutron diffusé emporte 4 MeV, le proton de recul que va créer et suivre le code possède nécessairement par conservation de l'énergie cinétique une énergie sensiblement égale à 1 MeV. Le poids du noyau de recul et du neutron diffusé est alors égal à celui du neutron initial.

Dans l'approche implicite, l'énergie et l'angle du neutron diffusé et du noyau de recul sont déterminés tous les deux de façon aléatoire, mais également sur la base des données d'entrée du neutron incident : par exemple, le neutron de 5 MeV, en interagissant, peut donner naissance à la fois à un proton de recul de 3 MeV et à un neutron diffusé de 4 MeV, ce qui n'est pas en accord avec la conservation de l'énergie. Pour pallier les ruptures des lois de conservation, les poids statistiques des particules diffusées et secondaires sont, cette fois, corrigés et réajustés.

D'une façon générale, la méthode implicite peut être préconisée dès lors que le transport direct des particules (approche analogique) n'est pas efficiente pour le calcul d'un estimateur, c'est-à-dire que le temps de calcul est extrêmement important avant d'aboutir éventuellement à un résultat dont l'erreur statistique est acceptable. Ceci est d'autant plus vrai que l'on cherche à estimer par exemple une fluence de particules en un point de l'espace situé très loin de la source et dont le milieu interposé est une épaisseur importante de matériau de numéro atomique Z élevé. Dans le modèle analogique, à chaque absorption (e.g. capture radiative), le neutron est tué. Or, si l'objectif de l'estimateur est de comptabiliser les neutrons au point détecteur, cette disparition du neutron constitue une perte d'information potentielle. Une solution alternative de l'approche implicite consiste à continuer à transporter la particule logiquement absorbée après chaque absorption, en pondérant le poids statistique W de celle-ci par la probabilité de non-absorption :

$$p_{\text{na}} = \frac{\Sigma_t - \Sigma_a}{\Sigma_t}$$

avec Σ_t la section macroscopique totale à l'énergie incidente, Σ_a la section efficace macroscopique d'absorption. La particule est supposée diffuser à chaque collision, mais émerge avec le poids statistique réajusté W' :

$$W' = p_{\text{na}} W$$

On parle alors de « capture implicite ». Plus généralement, lorsqu'il s'agira dans un problème de compter le poids des particules primaires et/ou secondaires, la méthode « implicite » pourra être préconisée pour accélérer la convergence vers un résultat statistiquement fiable. Ajoutons que dans certains codes, les données de type « analogique » n'existent pas et le traitement se fait uniquement de façon « implicite » *via* l'utilisation de modèles.

Nous venons donc d'observer que le traitement « implicite » biaise le transport des particules pour améliorer les performances de calcul. Il existe ensuite des techniques particulières permettant au cas par cas de faire des biaisages en énergie, en direction de transport... Afin, là encore, d'améliorer le temps de calcul et diminuer l'erreur statistique associés aux estimateurs. Ces

techniques sont appelées « réduction de variance » et ont en commun la modification du poids statistique de la particule émergente.

Ainsi, lorsque ce sont les particules secondaires émergentes qui intéressent, il convient, lorsqu'une particule secondaire émerge, à en générer $k - 1$ autres afin d'augmenter la population de ces dernières. Si le poids de la particule secondaire émergente est W , le poids de chacune des k particules secondaires est alors W/k (e.g. carte SPABI dans le code MCNP).

Une autre encore, appelée « technique de la collision forcée » (*forced collision*) permet le biaisage suivant : une particule peut être contrainte de subir une collision à chaque fois qu'elle pénètre dans une cellule qui lui est presque transparente, en raison de dimensions petites devant le libre parcours moyen de cette particule. La particule incidente est alors divisée en deux « sous-particules » : une qui entre en collision, l'autre pas, avec affectation du poids statistique *ad hoc*. Cette technique de la collision forcée est souvent utilisée pour générer un surplus de contribution aux estimateurs de type « point détecteur » dont nous reparlerons ultérieurement.

6.6 Définition de la géométrie

La première étape lors de la création d'un fichier consiste à définir une source, ainsi que les objets matérialisés en présence dans la scène modélisée (e.g. écrans). Les objets physiques appelés « cellules » sont préalablement définis par des combinaisons de surfaces dans un repère cartésien. Par exemple, un cylindre rempli de polyéthylène sera au préalable défini par un cylindre mathématique de hauteur infinie, coupé en son sommet et à sa base par deux plans infinis. Il s'agit ensuite de décrire le matériau et la densité qui remplissent cette surface fermée nouvellement créée.

Pour définir les surfaces mathématiquement, on part de l'expression la plus générale d'une surface : la quadrique.

$$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Eyz + Fzx + Gx + Hy + Jz + K = 0$$

Les constantes $A, B, C, D, E, F, G, H, J, K$ sont choisies pour décrire des plans, sphères, cylindres, cônes ou ellipsoïdes de taille, position et orientation voulues. Dans les codes récents, ces surfaces simples sont prédéfinies et ne nécessitent que d'être appelées dans le programme avec le paramétrage *ad hoc*. Par exemple, le cylindre présenté à la figure 6.8 est défini par deux plans : $z = 0$ et $z = 10$ et un cylindre d'axe z et de rayon 4. À noter qu'il existe dans certains codes aujourd'hui la possibilité de définir d'emblée des surfaces fermées (e.g. Macrobody dans MCNP) qui génèrent automatiquement, par exemple, les trois surfaces ci-dessus lorsque l'on désire représenter un cylindre.

Une fois la surface fermée définie, il s'agit ensuite de « matérialiser » l'intérieur de celle-ci. On crée alors ce que l'on appelle une « cellule ».

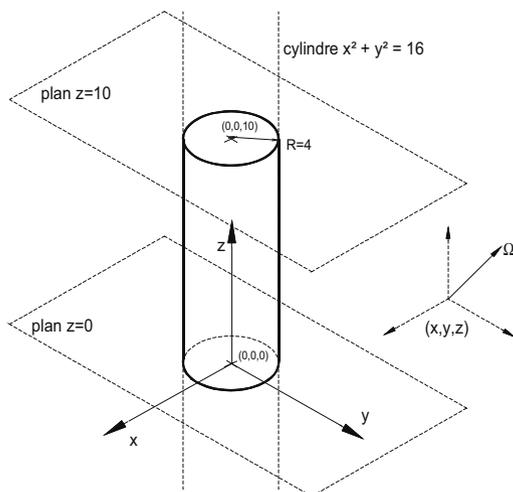


Figure 6.8 – Construction d’une géométrie dans un code Monte-Carlo, ici un cylindre défini par trois surfaces dont la génératrice est l’axe des Z.

Revenons au cas de notre cylindre, nous avons trois surfaces, les plans : $z = 0$, $z = 10$ et le cylindre $x^2 + y^2 = 16$. L’expression $x^2 + y^2 - 16$ est négative pour les points à l’intérieur du cylindre, positive à l’extérieur de celui-ci et vaut 0 pour les points situés à la surface. On choisit donc cette convention de signes (-) et (+) pour décrire telle ou telle zone de l’espace de part et d’autre de la surface. Pour caractériser notre cellule, il convient de faire une intersection des zones couvrant la portion de la l’espace à matérialiser pour chacune des surfaces. Dans le cas de notre cylindre, il s’agit d’affecter un signe (+) au plan $z = 0$, un signe (-) au plan $z = 10$ et un signe (-) au cylindre. L’intersection de ces trois zones spatiales définit alors le volume interne au cylindre et donc notre cellule ; reste ensuite à lui affecter un matériau et une densité.

La définition des surfaces puis des cellules est l’un des problèmes les plus délicats à résoudre lors de la rédaction d’un fichier d’entrée d’un code Monte-Carlo. Il est essentiel, dans la mesure du possible, de disposer d’un programme associé permettant de visualiser la construction de la géométrie et en particulier de vérifier qu’il n’y a pas d’erreurs dans cette dernière.

Nous avons vu que pour décrire une cellule nous avons utilisé « l’intersection » de zones spatiales. Un autre opérateur peut s’avérer utile à savoir : « l’union » de surfaces ou encore l’opérateur booléen « ou ». En particulier, lorsque l’on veut décrire une cellule à partir de surfaces qui se chevauchent. À la figure 6.9, la cellule B est décrite comme intérieur de la surface 1 (sphère) « intersection » extérieur de la surface 2 (cylindre). Ce qui finalement décrit une sphère tronquée par une portion de cylindre. La cellule A quant à elle est l’« union » de tout ce qui est dans la surface 1 et la surface 2, et décrit finalement un objet qui s’apparente à « une maracasse ».

Ajoutons qu'il existe aujourd'hui pour un certain nombre de codes des IHM (Interface Homme-Machine) permettant de générer des géométries en s'affranchissant de tout ou partie des difficultés que pose cet exercice. Ces IHM peuvent être associées aux logiciels de visualisation.

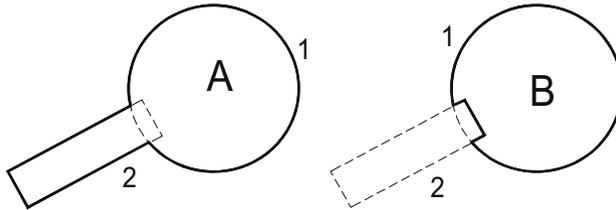


Figure 6.9 – Exemple de deux cellules (A et B) différentes obtenues à partir des deux mêmes surfaces (1 et 2) selon l'utilisation de l'opérateur « union » ou « intersection ».

Cette combinaison de géométrie revêt donc un aspect « écrasant-écrasé » que l'on ne retrouve pas uniquement dans la définition des géométries des codes Monte-Carlo, mais également dans certains codes de type déterministe (e.g. code d'atténuation ligne droite Mercurad [34] décrit au chapitre 5).

6.7 Émission de la source

Nous avons déjà mentionné l'échantillonnage de l'énergie d'émission des particules-source notamment pour la distribution de Watt. Regardons maintenant comment sont traités les autres paramètres physiques inhérents à celle-ci : direction de tir, position de tir... Il est possible de décrire la source en séparant les variables caractéristiques de ces paramètres :

$$S(\vec{r}, \vec{u}, E, t) = W \cdot S(\vec{r}) \cdot q(\vec{u}) \cdot P(E) \cdot f(t) \quad (6.21)$$

Mentionnons dès à présent que les résultats des grandeurs recherchées sont normalisés par particule émise par la source ; nous en reparlerons ultérieurement. Considérons que notre source soit un cylindre de rayon R et de hauteur H comme celui défini à la figure 6.8. Déterminons à quel endroit, avec quelle énergie, dans quelle direction est tirée la particule. Les densités de probabilités cumulatives pour les trois coordonnées cylindriques, si l'on considère une équiprobabilité d'être tirée n'importe où dans le volume de la source, sont :

$$P(z) = \frac{z}{H} \quad P(r) = \frac{r}{R} \quad P(\theta) = \frac{\theta}{2\pi} \quad (6.22)$$

Là encore, en tirant successivement trois nombres aléatoires, on caractérise la position du point de tir de la particule $S(\vec{r})$:

$$\vec{r}(\xi_1 R, \xi_2 H, 2\pi\xi_3) \quad (6.23)$$

Il faut ensuite déterminer la direction d'émission $q(\vec{u})$ de la particule émise. Considérons un objet uniformément activé, l'émission sera donc isotrope dans tout l'espace. La densité cumulative de probabilité d'émettre une particule avec un angle solide inférieur à Ω est donnée par l'expression (6.24).

$$P(\Omega) = \int_0^{\Omega} \frac{d\Omega}{4\pi} \tag{6.24}$$

Afin de déterminer l'angle θ et l'azimut φ , nous découplons cette intégrale en un produit de deux intégrales indépendantes :

$$P(\Omega) = \int_{\pi}^{\theta} \frac{\sin \theta d\theta}{2} \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{2\pi} \tag{6.25}$$

La première intégrale caractérise la densité de probabilité cumulée d'avoir un angle polaire inférieur à θ et la seconde d'avoir un azimut inférieur à φ . Deux nouveaux nombres aléatoires sont tirés et on obtient les deux angles suivants :

$$\begin{aligned} \xi_1 = \int_{\pi}^{\theta} \frac{\sin \theta d\theta}{2} &\Leftrightarrow \xi_1 = \left[\frac{\cos \theta}{2} \right]_{\pi}^{\theta} = \frac{\cos \theta + 1}{2} \Leftrightarrow \theta = a \cos(2\xi_1 - 1) \\ \xi_2 = \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{2\pi} &\Leftrightarrow \xi_2 = \frac{\varphi}{2\pi} \Leftrightarrow \varphi = 2\pi\xi_2 \end{aligned}$$

La particule source est donc émise dans la direction définie par le vecteur en coordonnées sphériques suivant (6.26).

$$\vec{u} \left\{ \begin{array}{l} \|\vec{u}\| \\ a \cos(2\xi_1 - 1) \\ 2\pi\xi_2 \end{array} \right. \tag{6.26}$$

Ici nous avons pris le cas d'une source volumique dont l'activité est uniformément répartie. Dans le cas d'une distribution angulaire anisotrope, une direction de référence doit être définie, ainsi que la distribution de probabilité d'émission pour chacun des angles. On retombe alors dans le cas de la distribution de probabilité cumulée échantillonnée, exposée ci-dessus pour le choix de telle ou telle interaction des photons, mais cette fois transposée à l'angle d'émission.

Enfin, il y a lieu de déterminer l'énergie avec laquelle la particule va être émise. Nous en avons déjà eu une approche élargie avec l'étude de l'échantillonnage du spectre de Watt pour le choix de l'énergie des neutrons de fission (cf. § 6.4.1, 6.4.2 et 6.4.3). Nous avons également brièvement évoqué le choix de l'émission de photons discrets émis par un radionucléide qui, à l'instar du choix de l'interaction du photon, est traité par la méthode de l'échantillonnage d'une distribution discrète (cf. § 6.3) en tenant compte cette fois des pourcentages d'émission des raies.

Dans le transport de type analogique, censé reproduire exactement la vie d'une particule émise dans un milieu, le poids donné par défaut à chaque particule émise par la source est $W = 1$.

Cependant, l'échantillonnage du spectre en énergie des neutrons de fission, par exemple, comme exposé plus haut, de façon « analogique », peut s'avérer inefficace dans des problèmes de calcul liés à la dosimétrie et à la radioprotection. La section efficace pour les neutrons rapides, en particulier pour l'hydrogène, de façon générale, diminue à mesure que l'énergie des neutrons augmente. Les neutrons de haute énergie pénètrent davantage la matière et peuvent par conséquent contribuer davantage à la dose en profondeur, même si le taux d'émission de ces derniers au sein de la distribution de probabilité en énergie est faible. Il y aurait donc lieu que le code de calcul « passe plus de temps » à suivre le transport de ces neutrons de plus forte énergie qui contribuent majoritairement à la réponse désirée, à savoir la dose absorbée en profondeur à une grande distance de la source. Ceci peut être effectué en utilisant une technique de réduction de variance appelée *energy importance sampling* ; cette technique consiste à effectuer un échantillonnage sur une distribution de probabilité en énergie modifiée : $p^*(E)$ définie pour améliorer la sélection dans notre cas des fortes énergies. Le poids est alors modifié $W^*(E)$ de sorte que la moyenne reste inchangée, ce qui nécessite grossièrement que :

$$W^*(E)p^*(E) = W(E)p(E) \quad (6.27)$$

Par exemple, reprenons la distribution en énergie des spectres de fission de la figure 6.3 et imaginons suivre préférentiellement les neutrons de 6 MeV.

Initialement, lors d'un échantillonnage de type « analogique », nous aurions pour ces derniers :

$$p(6 \text{ MeV}) = 0,02, \quad W(6 \text{ MeV}) = 1 \quad \Rightarrow \quad W(6 \text{ MeV})p(6 \text{ MeV}) = 0,02$$

En abaissant le poids de ces neutrons à 0,1, la valeur de la nouvelle distribution en énergie pour une énergie de 6 MeV serait :

$$W^*(6)p^*(6) = W(6)p(6) = 0,02 \quad \Rightarrow \quad p^*(6) = 0,2$$

Autrement dit, on multiplie par 10 la probabilité d'émettre des neutrons de 6 MeV. Ceci a pour conséquence immédiate l'émission et donc le suivi du transport de 10 fois plus de neutrons de 6 MeV que dans le cas précédent, avec des poids statistiques moins importants et réajustés bien sûr. Cette technique permet *in fine* de réduire la variance tout en laissant le résultat moyen du comptage, en l'occurrence, la dose en profondeur, inchangée.

Cela étant, il faut veiller à ne pas « biaiser » la distribution de façon trop abrupte ou d'éliminer purement et simplement dans notre cas les neutrons de faible énergie, ce qui peut être réalisé dans ces codes au moyen d'un « filtre passe haut » en énergie (e.g. carte *cut* dans MCNP), les résultats proches de la source pourraient fortement être impactés par ce choix. Ajoutons que les gammas hautement énergétiques émergeant des captures radiatives qui contribuent de façon significative à la dose pourraient s'en trouver occultés.

Enfin, concernant la dépendance en temps, les problèmes de dosimétrie et plus généralement de radioprotection n'impliquent que très rarement le temps. Cependant, il est possible dans ces codes de conserver une trace du « temps de vol » virtuel entre les collisions et ainsi de caractériser une « durée » de vie de la particule. La dépendance en temps présente un intérêt pour les sources pulsées, par exemple dans le cas de la modélisation d'accélérateurs de particules.

La technique de réduction de variance dite des « importances croissantes », fondée sur un principe voisin de celui décrit ci-dessus, permet dans les milieux de forte absorption et dont l'observable est également situé à une distance importante de la source, d'améliorer la vitesse de convergence vers la valeur vraie de l'estimateur. Cette méthode est en particulier usitée dans des problèmes à plusieurs cellules. Il s'agit d'affecter des importances (I) croissantes à des cellules adjacentes, en particulier pour celles situées entre la source et le point détecteur. Ceci va avoir pour effet, d'augmenter le nombre de particules à l'interface entre deux cellules adjacentes en accord avec le facteur suivant :

$$k = \frac{I_{n+1}}{I} \quad (6.28)$$

Toujours en observant la règle de conservation du produit « poids-probabilité » de l'expression (6.27), de sorte que le nouveau poids de ces nouvelles particules dans la nouvelle cellule après passage de l'interface il vient :

$$W_{n+1} = k^{-1}W \quad (6.29)$$

Prenons le cas, comme montré à la figure 6.10, où une première cellule 1 à une importance de 1 et les particules qui y sont transportées ont un poids de 1. Soit une cellule 2 contiguë ayant une importance de 3 afin d'accroître la population de particules dans la cellule 2 – un grand nombre ayant été absorbé dans la cellule 1 et est donc perdu pour la convergence statistique de l'estimateur de notre observable. Si une particule voyage dans la cellule 1 avec un poids W dans ce cas, trois nouvelles particules vont ainsi être créées avec chacune un poids de $W/3$ et les mêmes caractéristiques physiques que la précédente (\vec{r} , \vec{u} et E restent inchangés).

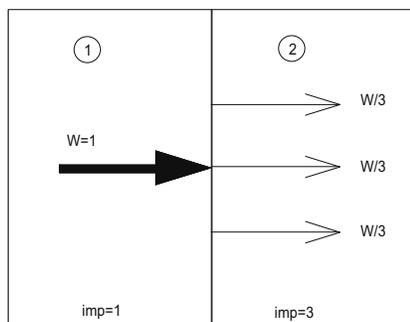


Figure 6.10 – Exemple de « split » de particules dans un code de transport de type Monte-Carlo.

Ce processus est appelé en anglais *split*. *A contrario*, on peut tout à fait effectuer l'inverse : éliminer des particules lorsque l'on est dans un mode multi-particules et qu'un ou plusieurs types d'entre elles n'intéressent pas directement la grandeur calculée. On utilise alors la technique de la « roulette russe » (*russian roulette*), où des particules sont tuées au passage d'une interface entre deux cellules. En reprenant l'exemple précédent, mais avec cette fois une importance de 3 dans la cellule 1 et de 1 dans la cellule 2. Au passage de l'interface, si on considère trois particules qui franchissent l'interface, deux vont être tuées de façon aléatoire, une va « survivre » et sera affectée, si les poids initiaux étaient de 1, d'un poids de 3 comme montré dans le schéma de la figure 6.11.

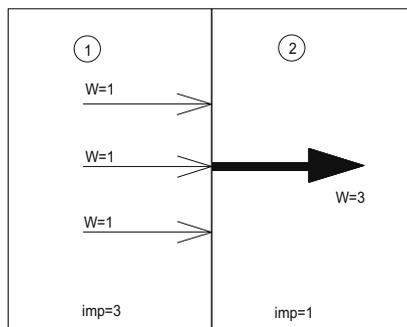


Figure 6.11 – Exemple de « roulette russe » de particules dans un code de transport de type Monte-Carlo.

À noter qu'il peut être intéressant dans certains problèmes provoquant beaucoup d'absorption (e.g. cellule très épaisse de Z fort dans le cas d'une protection biologique) de subdiviser la cellule en plusieurs « sous-cellules » et d'accroître les importances dans chacune d'elles afin d'augmenter le nombre de particules transportées vers le détecteur. Toutefois, il faudra veiller à ce que les importances ne croissent pas trop fortement d'une cellule contiguë à l'autre : plus on crée de particules, plus celles-ci ont des poids statistiques extrêmement faibles et plus leur contribution à la grandeur recherchée, s'ils parviennent au détecteur, sera statistiquement faible. On préconise en général de faire en sorte que la population dans les cellules reste sensiblement la même ; il faut donc s'arranger pour déterminer quelles importances mettre pour obtenir une telle situation. On y parvient au moyen de diagnostics sur les populations de particules effectués dans chacune des cellules.

Il y a également possibilité dans certains codes de définir un réseau maillé 3D dans lequel les importances sont calculées directement par le code lui-même dans chacune des mailles du réseau (e.g. *Mesh Weight Windows* dans MCNP). Cette évaluation est obtenue au moyen d'un premier « run » dans lequel un diagnostic permet d'évaluer les zones de l'espace pour lesquelles les particules transportées contribuent le plus au résultat de l'estimateur. Le code affecte ensuite les importances *ad hoc* dans chacune des mailles du réseau 3D pour

encourager le transport et la génération des particules dans ces zones « favorables » de l'espace. Au terme du « run » de diagnostic, un fichier de sortie mis au formalisme du langage du code peut être créé. Il est alors inséré dans le jeu de données d'entrée et se substitue aux affectations initiales d'importance.

Ajoutons qu'une sphère initiale qui englobe toute la scène de calcul est définie et que l'importance à l'extérieur de celle-ci est nulle. Celle-ci constitue la limite géométrique du système, de sorte que chaque particule qui traverse la surface de cette dernière disparaît ; on dit aussi qu'elle s'échappe (*escape*) et c'est la fin de « l'histoire de la particule ». Le programme arrête de la suivre et une nouvelle particule est tirée par la source. Si cette sphère d'exclusion n'existait pas, la particule tirée serait suivie à l'infini et aucune autre particule ne pourrait être tirée et suivie ; ceci aurait pour effet de provoquer une erreur et d'interrompre le calcul.

Enfin, une autre technique de réduction de variance que nous avons brièvement mentionnée par le vocable de « filtre passe haut » (*cut*), permet de tuer toutes les particules dont l'énergie est inférieure à une limite basse fixée dans la carte *ad hoc*. Cette technique peut s'avérer pertinente, par exemple, dans le cas de l'estimation d'une fluence de photons en présence d'un taux d'absorbant important et lorsque la source émet des photons de haute énergie. Seuls les photons de plus grande énergie vont contribuer à la dose en profondeur. Or, un nombre important de photons de faible énergie seront créés lors de diffusions ; rien ne sert donc de transporter ces derniers qui génèrent inutilement du temps de calcul ; cette carte permet de les ignorer.

6.8 Lieu de la collision

Nous avons montré précédemment (méthode de Koblinger [24] appliquée à la diffusion Compton) que les angles de la particule diffusée (angle θ et azimut φ) sont systématiquement calculés à partir de l'axe d'incidence de la particule avant collision et déterminés par un vecteur direction \vec{u} , non par rapport au repère du système ; à chaque collision entraînant une diffusion, il y a donc lieu de recalculer le nouveau vecteur direction \vec{u}' dans le système de coordonnées. Les équations (6.30) caractérisent le nouveau vecteur direction.

$$\begin{cases} u'_x = u_x \cos \theta + \frac{a}{b} (u_x u_w \cos \varphi - u_y \sin \varphi) \\ u'_y = u_y \cos \theta + \frac{a}{b} (u_y u_w \cos \varphi + u_x \sin \varphi) \\ u'_z = u_z \cos \theta - ab \cos \varphi \end{cases} \quad (6.30)$$

avec : $a = \sqrt{1 - \cos^2 \theta}$ et $b = \sqrt{1 - u_z^2}$.

La particule diffusée suit dès lors la direction définie par le vecteur \vec{u}' . La détermination du prochain point de collision dans le milieu matériel d'une cellule est effectuée à partir de la section efficace macroscopique (Σ_t pour les neutrons et μ pour les photons). Rappelons que cette dernière est l'inverse du libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance moyenne que parcourt la particule dans un milieu et à une énergie donnée avant de faire une interaction.

Pour une énergie E donnée et une direction \vec{u} dans l'espace, la probabilité qu'une particule (nous prendrons ici un photon) n'ait pas interagi sur une distance d est donnée selon l'expression de la transmission que nous avons établie au chapitre 2.

$$T(\mu d, E_\gamma) = \exp(-\mu d)$$

La probabilité que la particule ait interagi sur cette même distance d est de 1 moins cette expression. En outre, on peut requalifier cette probabilité d'une autre façon, en remarquant qu'il s'agit également de la probabilité d'avoir interagi sur une distance inférieure à d , autrement dit la densité de probabilité cumulée de la distance d d'interaction.

$$P(d) = 1 - \exp(-\mu d)$$

À l'aide du tirage d'un nouveau nombre aléatoire et de la fonction inverse de $P(d)$, on obtient la distance d de collision :

$$d = -\frac{1}{\mu} \ln(1 - \xi)$$

Une routine du code calcule les coordonnées du point de collision ou de l'intersection avec une limite de la cellule, dans un milieu homogène. Les nouvelles coordonnées, en sachant que $d = \|\vec{d}\| = \sqrt{d_x^2 + d_y^2 + d_z^2}$ sont alors données par l'équation (6.31).

$$\begin{cases} x' = x + d_x \\ y' = y + d_y \\ z' = z + d_z \end{cases} \quad (6.31)$$

Le programme effectue un test pour déterminer si d est inférieur à D , distance entre le dernier point de localisation de la particule (x, y, z dans l'expression (6.31)) et la frontière de la cellule dans la direction du transport. Si c'est le cas, les coordonnées de la particule passent à ($x' y' z'$) selon les expressions (6.31) ; les différents paramètres de la collision sont alors calculés (énergie du diffusé, type de collision...). Si au contraire $d > D$, la particule se verra assigner les coordonnées du point d'intersection avec la frontière de la cellule. À cet instant, la particule entame une nouvelle phase de son histoire. Elle conserve son énergie et sa direction issues de la précédente cellule, mais la routine de calcul de la trajectoire et du point de collision va intégrer cette fois les dimensions des nouvelles cellules. En particulier, les frontières de celles-ci, ainsi que le type de matériau et la densité du nouveau milieu, changeant ainsi le libre parcours moyen de la particule. Rappelons que si la frontière traversée appartient à la sphère d'exclusion qui limite la scène de calcul, la particule est

alors tuée, on dit qu'elle s'échappe, c'est la fin de l'histoire et une nouvelle particule est tirée au niveau de la source.

L'échantillonnage de la longueur de trajet peut être biaisé, de manière à favoriser le transport vers un détecteur ou le long d'une certaine direction d'intérêt. Ce biaisage, une fois de plus, est corrigé sur le résultat moyen de la grandeur recherchée par réajustement approprié du poids des particules qui arrivent sur le détecteur. Cette technique, si elle est opérée de façon judicieuse, doit permettre de réduire la variance associée au résultat moyen, de façon significative. Dans la technique dite de transformation exponentielle (*exponential transform*), la section efficace macroscopique est modifiée. Pour le cas des photons d'énergie E on aurait :

$$\mu^* = \mu - f(\vec{r}, \vec{u}, E) \tag{6.32}$$

Cette fois, la distance d de collision est déterminée avec la nouvelle section macroscopique μ^* . Comme précédemment, le réajustement du poids statistique s'obtient selon le principe de conservation « poids-probabilité » :

$$W \cdot p = W^* p^* \tag{6.33}$$

Cette fois, p est la densité de probabilité d'interagir au point d – dans l'élément infinitésimal légèrement supérieur à d ; pour l'obtenir, il suffit de multiplier l'expression (6.32) de ne pas avoir interagi jusqu'à une distance r par la probabilité μ d'interagir dans un élément de longueur compris entre d et $d + \partial d$:

$$p(d) = \mu \exp(-\mu d)$$

On obtient donc le nouveau poids d'ajustement :

$$W^* = W \left(\frac{\mu \exp(-\mu r)}{\mu^* \exp(-\mu^* r)} \right) = W \left(\frac{\mu}{\mu^*} \right) \exp[-f(\vec{r}, \vec{u}, E) d] \tag{6.34}$$

Plusieurs expressions de $f(\vec{r}, \vec{u}, E)$ sont possibles. L'utilisation de (6.35), où $\vec{\epsilon}$ est le vecteur unité le long de la direction d'intérêt et B un coefficient fixant la « profondeur » de biaisage, améliore le transport le long de cette direction (tant que $\mu^* > 0$).

$$f(\vec{r}, \vec{u}, E) = \vec{\epsilon} \cdot \vec{u} B \tag{6.35}$$

La fonction f donnée par (6.36) favorise le transport vers le point (x_0, y_0, z_0) , tout en limitant le parcours d si la direction du transport s'éloigne du détecteur et en l'augmentant si celle-ci se rapproche de la direction vers le détecteur.

$$f = B \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.36}$$

6.9 Échantillonnage du noyau cible

Pour le choix du noyau cible avec lequel se produit la collision, dans le cas d'un mélange homogène, on procède cette fois à l'échantillonnage sur la probabilité cumulée des sections efficaces macroscopiques des différents constituants du mélange. Dans un mélange, la probabilité d'avoir comme élément cible i est donnée par :

$$p(i) = w_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \bigg/ \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{mélange}} \quad (6.37)$$

avec w_i le pourcentage massique du corps i dans le mélange, (μ/ρ) le coefficient d'atténuation massique qui, à la densité près, correspond, comme montré au chapitre 2, à la section efficace macroscopique. Il est procédé de la même manière qu'au § 6.3 ; on définit la densité de probabilité cumulée d'avoir un noyau cible inférieur à j comme suit :

$$P(j) = \sum_{i=0}^{i=j} p(i) = \sum_{i=0}^{i=j} w_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \bigg/ \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{tissu}}$$

On tire un nouveau nombre aléatoire que l'on affecte au résultat de la densité et le k -ième nucléide est choisi comme cible de la collision si l'inégalité suivante est respectée :

$$P(k-1) < \xi < P(k)$$

Pour illustrer cette procédure, prenons l'exemple d'un choix de noyau cible dans le tissu humain composé de C (11,1 %), O (76,2 %), H (10,1 %) et N (2,6 %) pour une énergie de photons de 1 MeV. le tableau 6.1 donne les différents coefficients pour chacun des constituants et la probabilité cumulée calculée, en sachant que (μ/ρ) pour un tissu standard vaut $0,07 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$;

| Constituant | $(\mu/\rho) \text{ (cm}^2\text{g}^{-1}\text{)}$ | $w (\mu/\rho) \text{ (cm}^2\text{g}^{-1}\text{)}$ | $P(j)$ |
|-------------|---|---|--------|
| C | 0,0636 | 0,00705 | 0,10 |
| O | 0,0637 | 0,04846 | 0,79 |
| H | 0,126 | 0,01272 | 0,97 |
| N | 0,0680 | 0,00177 | 1 |

Tableau 6.1 – Valeurs des différentes sections efficaces macroscopiques pour les éléments chimiques constitutifs d'un tissu mou et la densité de probabilité cumulée pour le choix du noyau cible.

Ainsi, si le tirage du nombre aléatoire conduit à $P(j) = \zeta = 0,8$, la collision impacte donc un atome d'oxygène.

6.10 Échantillonnage sur le transport des particules chargées, cas particulier des électrons

Contrairement aux neutrons et photons, les électrons et les particules chargées provoquent un grand nombre d'interactions dans le milieu traversé, essentiellement par interactions coulombiennes. À titre d'exemple, un neutron dans l'aluminium, pour ralentir de 0,5 à 0,0625 MeV, aura besoin en moyenne de 30 collisions, alors que dans le même temps un électron provoquera 10^5 interactions pour le même résultat. L'approche « collision par collision » pour le transport des électrons pourrait donc s'avérer extrêmement coûteuse en temps de calcul machine. On a donc recours à une approche dite par « étape » (*step*), qui consiste à subdiviser la trajectoire de l'électron dans la matière en plusieurs segments et à procéder sur chacun d'eux aux calculs suivants :

- perte d'énergie de l'électron sur le segment ;
- angle de déviation « global » de l'électron ;
- détermination du nombre de photons de freinage générés et leur énergie d'émission, le cas échéant ;
- électrons éjectés par ionisation (*knock-on*) ;
- production de rayonnements X de fluorescence et électrons Auger.

À noter que, pour limiter les temps de calcul, et s'ils ne présentent pas d'intérêt pour l'utilisateur, les trois derniers calculs peuvent être omis par l'utilisateur au moyen de cartes spécifiques dans le programme.

Cette méthode qui consiste à échantillonner les grandeurs de caractérisation de l'électron par étape est appelée *condensed history technique* [5] et constitue une approche de type multi-groupe décrite au § 6.4.1. L'histoire du transport d'un électron peut donc dans cette approche par étape se traduire par la séquence de paramètres suivants :

$$(0, T_0, t_0, \bar{u}_0, \bar{r}_0), (s_1, T_1, t_1, \bar{u}_1, \bar{r}_1) \dots (s_n, T_n, t_n, \bar{u}_n, \bar{r}_n)$$

où s_n , T_n , t_n , \bar{u}_n et \bar{r}_n sont respectivement la longueur parcourue par l'électron à l'étape (n), l'énergie, le temps, la direction et la position de ce dernier pour cette même étape. En moyenne, l'énergie et le trajet effectués lors d'une étape sont reliés par l'expression suivante :

$$\left(\overline{\Delta T}\right)_n = T_n - T_{n+1} = - \int_{s_n}^{s_{n+1}} \left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{tot}} dx \quad (6.38)$$

où $(dT/dx)_{\text{tot}}$ est le pouvoir d'arrêt total (collision + rayonnement de freinage) qui dépend de l'énergie et de la matière traversée. L'écart en énergie, qui détermine ensuite la longueur de trajet s sur l'étape, est défini en amont du calcul de façon systématique avec le ratio suivant :

$$k = \frac{T_{n+1}}{T_n} \quad (6.39)$$

Le rapport k est fixé ou variable selon les codes. Dans le code MCNP, ce rapport est fixé (valeur de EFAC) et vaut $k = 2^{-1/8}$, ce qui conduit à une perte d'énergie systématique de 8,3 % par étape. Notons que cette valeur doit tenir compte d'un certain nombre d'hypothèses inhérentes au modèle utilisé. L'étape doit être assez longue pour être le siège de suffisamment de collisions afin que puisse s'appliquer « la théorie de la diffusion multiple » qui permet de déterminer l'angle de déviation « global » de l'électron au sortir de l'étape. Elle doit toutefois être suffisamment courte pour que la perte d'énergie reste petite devant l'énergie cinétique de l'électron. Ainsi, l'énergie totale perdue au terme de chaque étape et fixée par l'expression (6.39) vaut :

$$\overline{(\Delta T)}_n = (1 - k) T_n$$

À noter que lors de l'étape (n) l'électron parcourt la portion de trajet $s = s_{n+1} - s_n$. En raison de la dépendance en énergie du pouvoir d'arrêt total, à chaque étape correspondra donc une longueur s de trajet différente.

L'ensemble des données tabulées et précalculées pour le transport de l'électron sont stockées dans une base de données indexée selon les énergies discrètes T_n relatives aux étapes (n) et correspondant à la borne supérieure du groupe d'énergie $(\Delta T)_n = T_n - T_{n+1}$. Dans cette « grille » en énergie, les bornes précédentes T_{n-1} et suivantes T_{n+1} sont régies par le ratio (6.39). À ce stade, il est important d'insister sur le fait que pour une étape (n) donnée, les calculs relatifs au groupe $(\Delta T)_n$ seront donc uniquement effectués sur la base des paramètres discrets de la borne supérieure $(s_n, T_n, t_n, \bar{u}_n, \bar{r}_n)$. Cette approximation, nous le verrons, peut conduire à des artefacts de calculs et une erreur systématique dans certains cas de figure.

Cependant, pour plus de « représentativité » de la trajectoire réelle de l'électron dans la matière et en particulier pour prendre en compte la propension de celui-ci à diffuser abondamment à faible énergie, chacune des étapes peut être subdivisée en m sous-étapes (*substep*). La longueur de trajet parcourue durant chacune d'elles valant :

$$s_m = \frac{s}{m}$$

Si la perte d'énergie est échantillonnée au niveau de l'étape, les calculs des angles de diffusions par la théorie de la diffusion multiple, ainsi que la production de particules secondaires sont quant à eux échantillonnés au niveau de ces sous-étapes. La valeur de m par défaut dépend du Z du matériau et est déterminée empiriquement pour être en accord avec le domaine de validité des différentes techniques de calcul : $m = 2$ pour $Z = 6$ jusqu'à $m = 15$ pour $Z > 91$ dans le code MCNP. Ajoutons qu'il est possible d'augmenter cette valeur au moyen de cartes particulières (e.g. Estep dans le code MCNP et Estepe dans le code EGS). La convergence statistique lors des calculs peut s'en trouver alors améliorée, mais au prix de temps de calcul supplémentaire et coûteux. Cette option peut en particulier être préconisée dans des petites régions de l'espace

où le nombre de sous-étapes ne sera pas suffisant pour simuler correctement le transport de l'électron.

Comme nous l'avons dit, toutes les données inhérentes au calcul de l'histoire de l'électron – pouvoir d'arrêt, trajet sur l'étape, longueurs des sous-étapes, distributions de probabilité pour l'angle de déviation, production de particules secondaires... – sont indexées selon des énergies discrètes dans une grille d'énergie déterminée par le ratio (6.39). Cependant, la perte d'énergie par collision obtenue par échantillonnage de la distribution de Landau de dispersion en énergie (voir l'exemple en CI 6.1) peut excéder ou ne pas atteindre la valeur moyenne annoncée par Bethe-Block, la production analogique de photons de freinage et l'intervention de frontières géométriques (interface de milieux) font qu'il y a peu de chance que l'énergie finale de l'électron au terme de l'étape corresponde à l'énergie de la borne inférieure du groupe d'énergie de l'étape (n) : T_{n+1} . Or, en toute logique, au terme d'une étape (n), il y a passage à l'étape adjacente ($n + 1$) liée au groupe d'énergie $(\Delta T)_{n+1}$. Ce décalage entre l'énergie de la borne inférieure d'un groupe et l'énergie finale « effective » calculée est également source d'écarts que nous détaillerons par la suite. Selon les algorithmes de calcul, nous allons étudier comment sont gérées les approximations liées à cette méthode « étape par étape » et en particulier dans quel groupe d'énergie va être affectée l'énergie finale « effective » au terme de l'étape, dès lors que celle-ci est différente d'une des bornes d'un groupe d'énergie (cf. § 6.10.4).

Une fois l'affectation de l'énergie finale « effective » faite, une nouvelle étape de calcul peut alors commencer. Bien que cette méthode permette de limiter en temps, le traitement du transport des électrons, il faut savoir que le transport et le suivi de l'histoire des électrons lors du calcul d'un estimateur peut engendrer des temps de calculs 1000 à 10 000 fois plus importants pour la même erreur statistique. Les particules chargées se transportent donc s'il y en a réellement nécessité et en fonction du degré de finesse et d'approximation que l'on désire avoir sur les estimateurs concernés de la scène modélisée.

6.10.1 Distribution de la dispersion en énergie pour le calcul de la perte d'énergie par collision

Comme nous l'avons suggéré, le calcul de l'énergie moyenne perdue par interaction coulombienne sur le segment s dans l'approximation nommée CSDA (*Continuous Slowing Down Approximation*), consistant à considérer une perte d'énergie continue et constante tout au long de ce segment, s'effectue selon la formule de Bethe-Block (cf. chapitre 2) :

$$\overline{\Delta T_c} = \int_0^s \left(\frac{dT}{dx} \right)_c dx$$

En rappelant que le pouvoir d'arrêt par collision dépend de l'énergie initiale de l'électron qui aborde le segment s , *a priori* T_n dans le cas d'une étape (n).

La distance s étant considérée comme infime, on peut postuler dans l'approximation CSDA que le pouvoir d'arrêt reste constant sur cet intervalle. En réalité, les fluctuations statistiques sont extrêmement importantes autour de cette valeur moyenne de l'énergie perdue (tout ou partie de l'électron peut être transféré en une seule fois). Pour éviter les biais que cet effet peut provoquer sur la perte « effective » d'énergie dans le milieu, il y a lieu de prendre en compte la dispersion en énergie autour de cette valeur moyenne. La figure 6.12 schématise la dispersion de la perte « effective » d'énergie par collision. Nous noterons que plus l'énergie diminue, plus cette dispersion est importante, ce qui est logique puisque plus l'énergie de l'électron incident diminue et sa probabilité de transférer une grande fraction de son énergie en une seule fois devient importante.

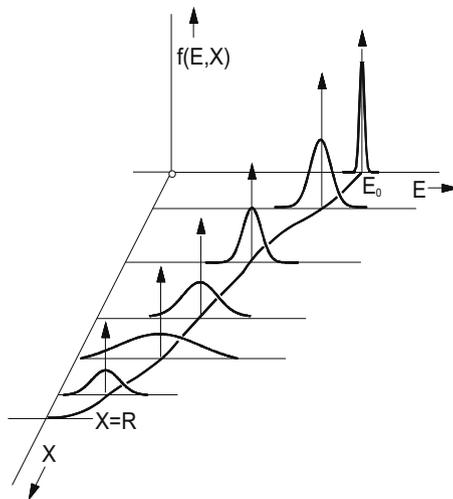


Figure 6.12 – Distribution en énergie cédée sur chaque segment x_s par une particule chargée d'énergie initiale E_0 [37], avec la permission de Elsevier.

Pour pallier l'approximation erronée de l'énergie moyenne perdue obtenue avec la formule de Bethe-Block, Landau [25] propose la distribution de probabilité (6.40) autre qu'une loi normale et qui est représentative de cette dispersion. Cette distribution est détaillée dans le CI 6.1.

$$p(\Delta) = f(s, \bar{\Delta}, \Delta) \quad (6.40)$$

Nous retiendrons ici que celle-ci dépend de s et de la perte d'énergie moyenne calculée par Bethe-Block ΔT_c (noté $\bar{\Delta}$ pour la circonstance). Cette approche est intégrée dans l'algorithme du transport des électrons dans le code MCNP, par exemple, dans lequel un échantillonnage sur la densité de probabilité cumulée de cette distribution est réalisé pour chaque étape afin de déterminer une valeur Δ_{eff} de l'énergie « effective » perdue par collision, autre que ΔT_c en approximation CSDA.

6.10.2 Production des photons de freinage et détermination de l'énergie totale « effective » perdue lors de l'étape

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le calcul du nombre N de photons de freinage et leur énergie d'émission peut être déterminé de façon analogue lors des sous-étapes. Une façon de procéder à cette détermination est la suivante : si σ_f est la section efficace microscopique totale d'émission d'un photon de freinage pour un électron d'énergie T , pour un milieu de densité atomique ρ_a , le nombre moyen de photons de freinage émis sur le segment de trajectoire s est donné par (6.41).

$$\bar{N} = \sigma_f s \rho_a \quad (6.41)$$

On considère que le nombre « effectif » de photons de freinage émis lors de la traversée de s répond à une loi de Poisson, ce qui en toute logique peut être admis, puisque rappelons que cette loi est caractérisée par une loi discrète des éventualités rares, indépendantes les unes des autres et dont la probabilité de réalisation sur un laps de temps court ou en l'espèce, une distance courte δx lui est proportionnelle. Cette loi de Poisson est définie par la moyenne d'occurrence d'émission de photons de freinage \bar{N} de l'expression (6.41). La probabilité qui en résulte d'avoir N photons de freinage émis est donnée par l'expression classique de Poisson :

$$p(N) = \frac{(\bar{N})^N \exp(-\bar{N})}{N!}$$

La probabilité cumulée d'avoir un nombre de photons inférieurs à N s'obtient alors à partir de la probabilité cumulée suivante :

$$P(N) = \sum_{n=0}^{n=N} \frac{(\bar{N})^n \exp(-\bar{N})}{n!}$$

Après tirage d'un nombre aléatoire ξ , on détermine le nombre N de photons émis au moyen de l'inégalité suivante : $P(N-1) \leq \xi < P(N)$. Pour chacun de ces N photons de freinage, il y a ensuite lieu de déterminer l'énergie d'émission. On rappellera que la section efficace différentielle d'obtenir un photon de freinage d'énergie comprise entre E_γ et $E_\gamma + dE_\gamma$ pour un électron incident d'énergie est grossièrement de la forme :

$$\left(\frac{d\sigma_f}{dE_\gamma} \right)_T = \frac{k(T)}{E_\gamma}$$

La probabilité que le photon de freinage soit émis avec une énergie E_γ et la densité de probabilité cumulée associée sont alors données par :

$$p(E_\gamma) = \frac{1}{\sigma_f} \left(\frac{k(T)}{E_\gamma} \right) \Leftrightarrow P(E_\gamma) = \frac{k(T)}{\sigma_f} \int_{E_{\min}}^{E_\gamma} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} = \frac{k(T)}{\sigma_f} \ln \left(\frac{E_\gamma}{E_{\min}} \right)$$

L'énergie du i -ième photon émis est donc obtenue par $E_\gamma(i) = P^{-1}(\xi_i)$, soit :

$$E_\gamma(i) = E_{\min} \ln \left(\frac{\xi_i \sigma_i}{k(T)} \right)$$

On notera que le spectre de freinage démarre avec une énergie minimale E_{\min} . Ajoutons que, contrairement à la perte d'énergie par collision traitée de façon probabiliste, la méthode développée ci-dessus, est de type analogique. Par ailleurs, la production des électrons secondaires peut quant à elle être traitée de façon implicite ou analogique. Dans le code MCNP par exemple, elle l'est par défaut de façon implicite : l'énergie et la direction des électrons primaires ne sont pas impactées par la création de ces électrons et il n'y a ni conservation de l'énergie ni du moment le long du parcours.

Il s'agit désormais de savoir à partir de quel moment s'arrête cette boucle d'obtention des énergies d'émission des photons de freinage. En amont, la composante de perte d'énergie « effective » par collision a été déterminée. *A priori*, dans une étape, l'énergie disponible pour la perte par freinage est de fait déterminée en soustrayant l'énergie « effective » perdue par collision calculée au moyen de l'échantillonnage de la distribution de Landau (6.40) à l'énergie moyenne totale perdue calculée au moyen du pouvoir d'arrêt total (6.38) :

$$\left(\overline{\Delta T} \right)_f = \left(\overline{\Delta T} \right)_t - \Delta_{\text{eff}}$$

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le calcul du nombre N de photons de freinage émis et leur énergie d'émission sont déterminés lors des sous-étapes.

Ainsi, sur chacune des m sous-étapes, une boucle effectue l'échantillonnage de l'énergie des photons de freinage jusqu'à ce que la somme des énergies des photons soit sensiblement égale à l'énergie disponible pour la perte par freinage :

$$\sum_{i=1}^{i=N} E_\gamma(i) \approx \frac{\left(\overline{\Delta T} \right)_f}{m} \quad (6.42)$$

Nous noterons que le « sensiblement égal » de l'expression (6.42) peut constituer un biais qui en pratique peut avoir un effet significatif pour les énergies importantes et les matériaux à Z fort. Pour une étape dans laquelle une énergie Δ_{eff} a été perdue par collision, l'énergie « effective » perdue totale lors de chaque sous-étape sur le trajet s_m est :

$$\left(\Delta T \right)_{\text{eff},m} = \frac{\Delta_{\text{eff}}}{m} + \sum_{i=1}^{i=N} E_\gamma(i) \quad (6.43)$$

La perte d'énergie « effective » totale au terme des m sous-étapes et donc au terme de l'étape est :

$$\left(\Delta T \right)_{\text{eff}} = \sum_m \left(\Delta T \right)_{\text{eff},m} \quad (6.44)$$

Or, celle-ci ne correspondra jamais à la perte d'énergie totale « originelle » $\left(\Delta T \right)_n$ obtenue en amont selon l'expression (6.38). En conséquence, l'énergie

finale de l'électron au terme de cette étape ne sera pas égale à l'énergie de la borne inférieure de l'étape (n) considérée :

$$T_f = T_n - (\Delta T)_{\text{eff}} \neq T_{n+1} \quad (6.45)$$

Ceci est imputable à plusieurs causes : la perte d'énergie « effective » par collision Δ_{eff} peut excéder largement l'intervalle d'énergie du groupe, donc l'énergie moyenne totale perdue calculée initialement, en particulier aux faibles énergies. Par ailleurs, dans une moindre mesure, dans les cas qui nous intéressent, l'hypothèse faite sur le calcul des énergies de photons de freinage (cf. 6.42) contribue également à cet écart. Nous verrons ultérieurement comment est gérée cette problématique dans les algorithmes de calcul de l'approche par étapes.

6.10.3 Calcul de l'angle « global » de déviation selon la théorie de la diffusion multiple

Le calcul de l'angle de déviation « global » est également réalisé sur le trajet des sous-étapes s_m afin de reproduire au mieux, en particulier aux faibles énergies, les déflexions successives que subit l'électron. L'angle de déviation sur chaque sous-étape procède d'un calcul complexe pour lequel une « analyse multi-groupe » est nécessaire : la distribution angulaire est définie par groupe selon la distribution de probabilité d'avoir pour un trajet élémentaire s_m un angle de déviation θ par rapport à la direction de s_m , comme représenté à la figure 6.13.

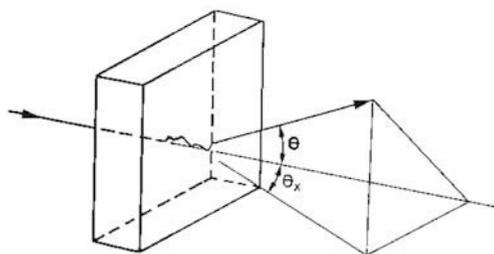


Figure 6.13 – Diffusions multiples d'un électron. Les échelles et angles sont exagérés [27]. Avec l'autorisation de Springer Heidelberg.

La complexité de cette approche impose une décomposition de cette distribution en polynômes de Legendre dont la propriété d'orthogonalité permet de définir des expressions exploitables pour l'échantillonnage du cosinus de l'angle de déviation. Cette fonction de probabilité peut s'exprimer selon l'approche de Goudsmit-Saunderson [14] (cf. CI 6.2).

6.10.4 Gestion de la dispersion en énergie dans la méthode de calcul numérique de l'approche par étape

Lors d'une étape (n), nous l'avons vu, il y a de grandes chances pour que la perte d'énergie « effective » calculée $(\Delta T)_{\text{eff}}$ soit différente de la perte moyenne d'énergie estimée à partir de du pouvoir d'arrêt total $(\Delta T)_n$. Lorsque le calcul de la perte d'énergie « effective » conduit à une valeur inférieure à la moyenne, l'énergie finale de l'électron au terme de l'étape T_f reste supérieure à l'énergie de la borne inférieure de la bande d'énergie sur laquelle s'est déroulée l'étape. Dans ce cas, les m sous-étapes sont effectuées et à la suite de quoi l'étape suivante est déclenchée.

Si une interface entre deux milieux est rencontrée au cours d'une sous-étape, le cycle des sous-étapes est interrompu et donne également suite au déclenchement d'une nouvelle étape. À noter que dans ce dernier cas de figure, le trajet s initialement prévu, pour lequel les calculs de pertes d'énergie ont été effectués, n'est pas décrit sur toute sa longueur. Cette approximation est nécessairement responsable d'un biais quant à l'énergie déposée.

Comme suggéré précédemment, l'énergie finale T_f au terme d'une étape sera systématiquement différente de l'énergie inférieure du groupe d'énergie pour lequel se déroule l'étape. Études de plus près comment est alors traité cet écart en énergie en fonction des différents algorithmes de transport des électrons, par exemple dans le cas du code MCNP.

Tout d'abord, pour plus de lisibilité, définissons un opérateur $L(T, s, \bar{\Delta})$ qui, pour un électron d'énergie T s'appropriant à parcourir le trajet s en déposant l'énergie moyenne $\bar{\Delta}$ par interaction coulombienne, calcule par échantillonnage sur la distribution de dispersion en énergie de Landau, l'énergie déposée $\Delta_{\text{eff}} = L(T, s, \bar{\Delta})$.

Les données nucléaires précalculées et tabulées nécessaires au calcul, nous l'avons précédemment évoqué, sont classées par bande d'énergie $(\Delta T)_n$. Il est important de rappeler que les calculs pour une étape (n) relative à ce groupe d'énergie seront effectués sur la base des paramètres physiques de l'énergie de la borne supérieure de ce groupe, à savoir : $(s_n, T_n, t_n, \bar{u}_n, \bar{r}_n)$. Ainsi, l'énergie effective perdue par collision lors de l'étape (n) sera déterminée de façon discrète par l'opérateur $L(T_n, s_n, \bar{\Delta}_n)$.

Algorithme d'affectation « par défaut » dans le code MCNP

Avec l'algorithme d'affectation « par défaut » du code MCNP, l'énergie T de l'électron est affectée au groupe d'énergie $(\Delta T)_n$ de l'étape (n) lorsque l'inégalité suivante est vérifiée :

$$T_n > T \geq T_{n+1} \quad (6.46)$$

Le cas échéant, T pouvant être une énergie incidente initiale ou une énergie finale issue de l'étape précédente (T_f). L'énergie effective Δ_{eff} perdue est alors échantillonnée *via* l'opérateur $L(T_n, s_n, \bar{\Delta}_n)$. L'électron effectue donc m sous-étapes, dans lesquelles Δ_{eff}/m l'énergie est perdue. Si m sous-étapes sont réali-

sées, le procédé est recommencé avec affectation dans un nouveau groupe pour l'énergie finale $T_f = T - \Delta_{\text{eff}}$. Toutefois, lors d'une étape, si l'électron traverse une interface entre cellule ou que son énergie diminue jusqu'à une valeur inférieure à la limite basse du groupe en énergie sur lequel a lieu l'étape, la boucle m est interrompue et il y a passage à un groupe d'énergie inférieure et ce, même si les m sous-étapes ne sont pas réalisées.

Le problème de cette démarche émane d'une grande probabilité de ne pas réellement compléter le trajet s pour lequel l'énergie perdue a été échantillonnée. Dans un tel cas, l'énergie perdue est donc reliée à une interpolation linéaire pour une théorie qui est clairement non linéaire. Ajoutons, comme nous l'avons déjà suggéré, qu'environ 80 % des énergies perdues sont inférieures à la valeur moyenne $\bar{\Delta}$ du pouvoir d'arrêt prédite par la formule de Bethe-Block, ce qui conforte cette analyse.

Algorithme d'affectation ITS dans le code MCNP

Le mode ITS (*Integrated Tiger Series*), appelé aussi traitement *nearest group boundary*, permet de limiter en partie l'erreur systématique mentionnée précédemment. Le traitement diffère du précédent par son procédé d'affectation à un groupe d'énergie. L'électron d'énergie T est assigné à un groupe (n) dès lors qu'il vérifie l'inégalité (6.47).

$$\frac{T_{n-1} + T_n}{2} > T > \frac{T_n + T_{n+1}}{2} \quad (6.47)$$

Cette méthode permet donc d'affecter l'énergie T à un groupe dont l'index supérieur en énergie est davantage proche de T . L'opérateur $L(T_n, s_n, \bar{\Delta}_n)$ induit donc, dans le calcul de l'énergie cédée, moins d'écart que pour l'algorithme précédent, puisque T est plus proche de la valeur de la borne supérieure T_n .

Autres différences notables, si, au cours d'une sous-étape, l'énergie de l'électron sort du groupe en énergie, la séquence des m sous-étapes est exécutée jusqu'à son terme. Par ailleurs, s'il y a franchissement d'une interface, l'électron ne passe pas automatiquement à un groupe d'énergie inférieure. Cette approche réduit donc sensiblement les effets dus aux précédentes approximations numériques (cf. § 6.13.1). En pratique, dans le code, on active le mode ITS au moyen de la carte DBCN dont la 18^e entrée est fixée à 1.

Nouvel algorithme dans le code MCNP5

Depuis la version 5 de MCNP, il est possible pour un électron d'énergie T et qui s'apprête à effectuer un trajet s , d'échantillonner la distribution de dispersion en énergie directement *via* l'opérateur $L(T, s, \bar{\Delta})$ indépendamment de l'index en énergie de l'étape et des étapes adjacentes. Un nouveau module en Fortran 90 gère les données inhérentes à cette méthode, en parallèle des données nécessaires aux deux algorithmes précédents. Cette approche est en phase de test, mais les premières intercomparaisons et benchmarks annoncent des performances significativement améliorées sur l'échantillonnage de la dispersion en énergie conduisant à la suppression d'un grand nombre. Dans MCNP5, on

passé à cette option au moyen de la carte « Debug » DBCN dont la 18^e entrée est mise à 2.

6.11 Problématique liée à l'interface entre cellule pour le calcul de la réponse d'une chambre d'ionisation

Pour illustrer la problématique de dépôt d'énergie liée à la traversée d'une interface entre deux milieux dans un contexte de dosimétrie, prenons le cas de la réponse d'une chambre d'ionisation soumise à un faisceau parallèle de photons de ^{60}Co [6]. Dans ce cas de figure, toute l'énergie est sensiblement déposée dans le gaz par les électrons mis en mouvement dans la paroi de cette chambre. Nous sommes donc clairement en présence d'une situation où le traitement du transport des électrons est primordial pour la qualité de la réponse.

6.11.1 Réponse et problématique liées à l'utilisation du code de transport photon-électron EGS4

Cette fois considérons le code de transport photons-électrons EGS4 [29] qui présente de grandes similitudes avec le code MCNP. Le code EGS4 (*Electron Gamma Shower*) est développé au Stanford Linear Accelerator Center. Comme nous venons de le mentionner, selon le traitement du transport des électrons, il existe un problème lié à l'interface entre deux milieux (*interface artefact*), en particulier dans le cas d'une chambre d'ionisation où l'on peut passer d'un gaz de densité très basse à une paroi (dans ce cas, en carbone) de densité plus importante.

Comme pour le code MCNP, l'algorithme Presta d'EGS4 le trajet s pour passer d'une énergie T_n à T_{n+1} est modélisé par un segment en ligne droite. Ainsi, pour passer d'un point A à un point B, le modèle impose une trajectoire rectiligne, alors qu'en réalité l'électron passe par une succession importante de déflexion (cf. chapitre 2). Bien que dans certains codes le différentiel d'énergie transmis lié à cette approximation d'une trajectoire erratique par un segment rectiligne soit intégré dans le calcul (c'est le cas du code EGS4), il n'en demeure pas moins qu'à l'interface entre deux milieux totalement différents (gaz *vs* paroi) des différences significatives sont susceptibles de se produire dans le calcul de l'énergie déposée et par extension, de la dose, comme l'illustre la figure 6.14.

Le segment rectiligne entre A et B correspond au parcours calculé [6]. Si la dose est mesurée dans la région (1) pour la trajectoire (a) elle est juste, pour la trajectoire (b) elle est surestimée. En effet, toutes les trajectoires sont possibles entre le point a et le point b, y compris sur le dessin, la trajectoire incurvée (a) dans la région (1) ou la trajectoire incurvée (b) dans la région (2). L'énergie

déposée par cet électron dans la région (1) est donc correctement calculée pour la trajectoire (a) et surestimée pour la trajectoire (b).

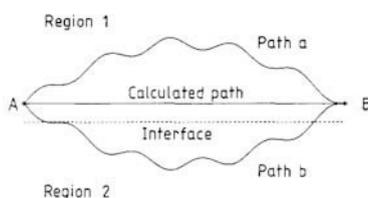


Figure 6.14 – Représentation (a) et (b) de deux trajectoires possibles « réelles » dont le parcours va d'un point A à un point B [6], avec l'autorisation de IOP Publishing.

On peut pallier en partie ce problème en augmentant au maximum le nombre de pas lors de la segmentation du parcours au moyen de la carte spécifique (e.g Estepe dans EGS, Estep dans MCNP). Cela étant, là encore, cette action aura pour effet d'augmenter de façon importante le temps de calcul. Par ailleurs, le fait de limiter au maximum la taille de la trajectoire génère des ΔT petits, pour lesquels à partir d'une valeur limite, l'algorithme de diffusion multiple (Molière dans EGS) ne fonctionne plus (plus assez de collisions pour appliquer cette théorie), une coupure en énergie *cut* prend alors le relais et « tue » la particule. Il s'agit donc de trouver le bon compromis entre le réglage du nombre de pas (sous-étape) sans pour autant tuer trop de particules de très faibles énergies. La figure 6.15 donne dans le cas d'une chambre d'ionisation cylindrique à faible volume sensible (2 mm de profondeur, 1 cm de rayon interne, paroi en carbone de $0,5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$) soumise à un faisceau parallèle de photons du ^{60}Co , le résultat de l'estimateur de dose en fonction de la perte continue d'énergie maximale Estepe et la courbe du pourcentage de « switch off » de l'algorithme de diffusion multiple, lorsque ce dernier est relayé par un *cut* en énergie.

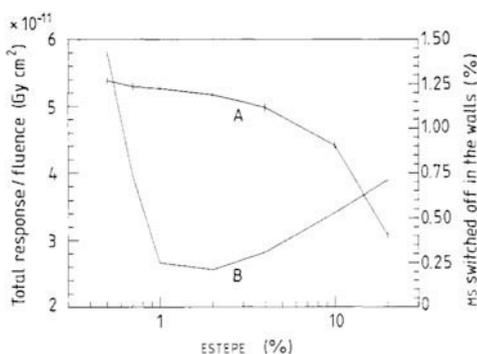


Figure 6.15 – A) Résultat de l'estimateur de dose en fonction de la perte continue d'énergie maximale Estepe. B) La courbe du pourcentage de « switch off » de l'algorithme de diffusion multiple, calculée avec EGS, dans le cas d'une chambre d'ionisation cylindrique (2 mm de profondeur, 1 cm de rayon interne, paroi en carbone de $0,5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$) soumise à un faisceau parallèle de photons du ^{60}Co [6], avec l'autorisation de IOP Publishing.

Indiquons que la prédiction apportée par la relation de Bragg-Gray est dans ce cas de $5,33 \cdot 10^{-11}$ Gy·cm². Pour un pourcentage bas de 0,5 %, il y a un relativement bon accord entre cette prédiction et la réponse de l'estimateur.

Ensuite, on observe une baisse de 70 % de cette réponse lorsque l'on passe de 0,5 à 20 % d'énergie maximale perdue sur le segment de parcours. La légère remontée de la courbe de « switch off » aux alentours d'un Estepe de 2 % est imputable au nombre d'électrons transportés dont le parcours est interrompu au passage des interfaces, qui croît quand la taille des segments s augmente.

6.11.2 Amélioration de la réponse avec l'utilisation du code EGSnrc

Depuis peu, un certain nombre d'améliorations apportées au code de calcul EGS4 ont conduit à l'élaboration d'une nouvelle version : EGSnrc [21]. Dans ce code, toutes les interactions peuvent être modélisées de façon analogique, de sorte que particules primaires et secondaires sont directement corrélées. L'impact de la création des électrons secondaires sur l'angle de déviation de l'électron primaire est pris en compte.

Le nouvel algorithme PrestaII permet, en mode multidiffusion, d'effectuer les calculs sur des étapes longues sans introduire d'artéfacts dans les résultats.

Une nouvelle théorie de diffusion multiple fondée sur la section efficace de Rutherford permet de gommer les insuffisances de la théorie de diffusion multiple de Molière.

De plus, lorsque l'électron traverse une frontière, il passe en mode diffusion simple pour améliorer le traitement de l'énergie au passage de l'interface entre deux milieux.

Ajoutons enfin que l'on passe facilement du mode diffusion multiple pour les longues étapes au mode diffusion simple pour les petites étapes. Dans ce mode de diffusion simple, il est possible de réaliser une modélisation complète de la diffusion élastique (diffusion coulombienne) et inélastique (freinage), certes au prix d'un temps de calcul important.

EGSnrc se révèle être très stable vis-à-vis des calculs de transport d'électrons et constitue aujourd'hui un code de référence pour les calculs de dosimétrie liés au couplage photon-électron.

Pour illustrer les améliorations apportées par ce code, la figure 6.16 illustre la comparaison entre les résultats de EGS4 et EGSnrc, pour la simulation de la réponse de la chambre d'ionisation du contexte précédent.

On notera une excellente réponse de EGSnrc et ce, quelle que soit la fraction maximale d'énergie perdue dans une sous-étape déterminée par la valeur de Estepe.

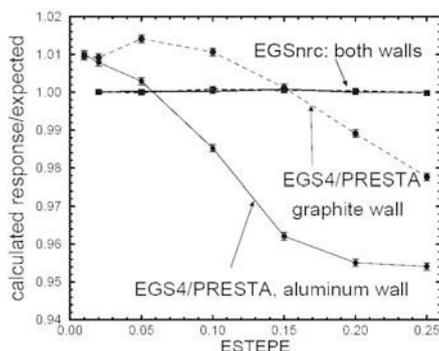


Figure 6.16 – Comparaison des différents résultats pour la réponse de la chambre d’ionisation soumise à un faisceau parallèle de ^{60}Co en fonction du nombre de sous-étapes définies par la carte Estepe [22], avec l’autorisation de National Research Council of Canada.

Nous reviendrons ultérieurement sur des intercomparaisons entre codes et en particulier pour évaluer l’impact des deux modes (défaut et ITS) du traitement du transport des électrons dans le code MCNP, lors du calcul de dose moyenne absorbée dans un fantôme d’eau, pour des électrons de 1 et 6 MeV (cf. § 6.13.1).

Ce dernier paragraphe met ainsi en évidence l’importance du suivi de l’évolution des codes. Les améliorations sont permanentes grâce à l’implémentation de modèles physiques plus aboutis et d’algorithmes de calculs plus précis, à mesure que les performances de l’informatique s’accroissent.

6.12 Estimateurs calculés

Il existe des estimateurs permettant de caractériser telle ou telle grandeur physique. Dans ce paragraphe, nous allons détailler ceux liés aux grandeurs radiométriques et dosimétriques rencontrées dans les chapitres précédents, à savoir : la fluence de particules Φ , la dose absorbée D et le kerma K . Au préalable, il y a lieu de préciser deux éléments fondamentaux liés à la technique Monte-Carlo : premièrement, ces estimateurs ne sont pas *stricto sensu* le résultat du comptage des particules traversant la zone de détection, mais plus précisément, de la somme des poids statistiques de ces dernières. Deuxièmement, pour des raisons statistiques évidentes, tous les résultats obtenus sont normalisés par particule émise par la source ; autrement dit, le résultat du comptage final est moyenné sur l’ensemble des particules sources tirées (cf. § 6.14).

6.12.1 Estimateur de la fluence

Ils sont de trois types :

- l’estimateur de la fluence moyenne dans un volume (une cellule) qui peut intéresser, entre autres, la détection ;

– l'estimateur de la fluence de particules traversant une surface, permettant par exemple de quantifier les champs de particules traversant une interface ;

– l'estimateur dit « point détecteur » qui permet de caractériser la fluence d'un champ de rayonnement en un point de l'espace. Ce dernier peut s'avérer particulièrement pertinent dès lors que les grandeurs ponctuelles de la dosimétrie sont étudiées. On se rappellera que, par définition, la fluence intervenant dans les calculs théoriques de kerma et dose est une grandeur ponctuelle et peut, par conséquent, être caractérisée par cet estimateur « point détecteur ».

Estimateur fluence moyenne dans un volume

Pour caractériser le premier d'entre eux, la fluence moyenne dans un volume, revenons à la définition du taux de réaction dans un milieu donné : le nombre de collisions dans un volume V à une énergie E est donné par l'expression (6.48).

$$\tau_R = \int_V \Phi_v(\vec{r}, E) \Sigma(E) d\vec{r} \quad (6.48)$$

où \vec{r} est le vecteur position décrivant l'ensemble du volume V et $\Sigma(E)$ est la section efficace macroscopique totale de collision avec une énergie E . Ainsi, si le poids de la i -ième particule responsable d'une collision dans V est W_i^{coll} , la fluence moyenne dans le volume V s'obtient comme (6.49).

$$\Phi_v = \frac{\tau_R}{V \Sigma} = \sum_i \frac{W_i^{\text{coll}}}{V \Sigma} \quad (6.49)$$

l'indice i indiquant le nombre de particules traversant le volume V . Cet estimateur est rapide, mais donne de très mauvais résultats en termes de convergence statistique vers le résultat quand il y a peu de collisions, du fait d'un petit volume sensible ou d'une section efficace macroscopique faible. Il est donc préférable non pas d'estimer de façon « directe » le nombre de collisions, mais plutôt de comptabiliser le poids des particules qui entrent, pondéré par la probabilité de faire une collision une fois à l'intérieur du volume sensible : $[1 - \exp(-\Sigma d)]$, où d est le parcours de la particule dans le volume sensible V . Ainsi l'estimateur précédent devient :

$$\Phi_v = \sum_i \frac{W_i^{\text{entré}} [1 - \exp(-\Sigma d_i)]}{V \Sigma} \quad (6.50)$$

Cette méthode est plus lente en terme de temps de calcul machine, mais chaque particule qui entre dans le volume sensible interagit, de fait, ce qui améliore significativement la statistique de comptage. Notons que si le produit Σd est petit, ce qui en l'espèce est le cas, l'exponentielle peut être approximée par $1 - \Sigma d$, ce qui simplifie l'expression précédente comme suit :

$$\Phi_v = \sum_i \frac{W_i^{\text{entré}} d_i}{V} \quad (6.51)$$

Nous remarquerons que l'équation aux dimensions fournit bien l'unité appropriée de la fluence : cm^{-2} . En toute rigueur, comme nous l'avons suggéré, le

résultat de cet estimateur est normalisé par la somme des poids statistiques de l'ensemble des particules tirées par la source N_s . Si nous considérons que l'ensemble des particules sources sont émises avec un poids de 1 (hypothèse réaliste dès lors qu'aucune technique de réduction de variance n'est jouée sur le tirage des particules sources), l'estimateur moyen de la fluence moyenne dans un volume V s'exprime finalement comme (6.52).

$$\sum_{j=1}^{j=N_s} W_j = N_s \quad \Rightarrow \quad \bar{\Phi}_v = \frac{1}{N_s} \sum_i \frac{W_i^{\text{entré}} d_i}{V} \tag{6.52}$$

Il est également possible d'estimer la fluence moyenne de particules à travers une surface.

Estimateur fluence moyenne à travers une surface

L'estimateur de la fluence à travers une surface peut être pensé comme un cas limite de l'estimateur précédent quand l'une des dimensions de V devient infiniment mince, comme montré à la figure 6.17.

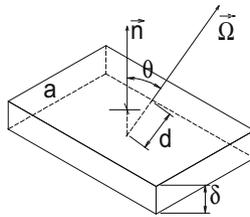


Figure 6.17 – Calcul de l'estimateur de fluence surfacique en faisant tendre d vers 0 [9].

Dans l'expression (6.52) $V = \delta a$ et $d = \delta / |\vec{\Omega} \cdot \vec{n}| \Leftrightarrow d = \delta / \cos\theta$, ainsi l'estimateur de la fluence moyenne de particules traversant une surface a est obtenu comme suit :

$$\bar{\Phi}_s = \frac{1}{N_s} \sum_i \frac{W_i \delta}{|\cos \theta| \delta a} = \frac{1}{N_s} \sum_i \frac{W_i}{|\cos \theta| a}$$

Enfin, caractérisons le dernier estimateur de fluence, le « point-détecteur », qui va s'avérer particulièrement efficace en dosimétrie, puisqu'il délivre la fluence moyenne en un point de l'espace du champ de rayonnement.

Estimateur fluence « point-détecteur »

Rappelons que la fluence en un point de l'espace constitue une donnée d'entrée élémentaire lors de la détermination théorique du kerma ou de la dose absorbée en ce même point (cf. chapitre 2). Nous l'avons abordé aux chapitres précédents, d'autres grandeurs dosimétriques peuvent également être obtenues au moyen de la valeur de la fluence en un point.

Cet estimateur, contrairement aux précédents, en raison d'une relative faiblesse d'occurrence de traversée par des particules d'un point isolé dans l'espace et le cas échéant distant de la source, est traité de façon déterministe. La méthode consiste à calculer la contribution de chaque particule émise par

une source ou issue d'une collision, au point détecteur, même si ces dernières lors de l'échantillonnage de la direction d'émission ont une orientation autre que celles conduisant au point détecteur. Pour ce faire, il y a lieu, entre autres, de pondérer les poids de chacune des particules par la probabilité d'aller dans la direction du point-détecteur. Détaillons cet estimateur au moyen de la figure 6.18.

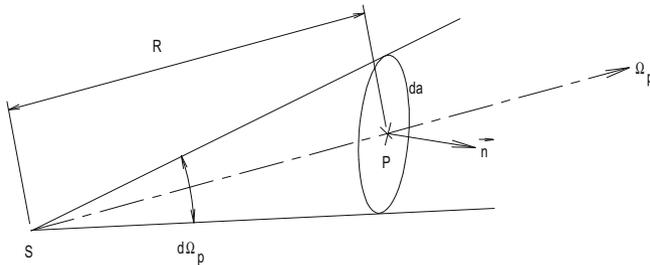


Figure 6.18 – Calcul de type déterministe de l'estimateur fluence « point-détecteur » en un point.

Dans ce schéma, nous avons défini de façon arbitraire une surface da comme étant issue d'un plan passant par le point r_p et limitée par le cône défini par l'angle solide $d\Omega_p$ autour de la direction $\vec{\Omega}_p$, $\vec{\Omega}_p$ définissant la direction que doit prendre une particule émise au point S (issue d'une source ou d'une collision) pour atteindre le point-détecteur p . Nous étudions cette fois les particules qui traversent la surface da , à l'instar de l'estimateur de surface précédent, mais en prenant soin, une fois le calcul terminé, de faire tendre cette surface da vers 0.

Tout d'abord, étudions la probabilité qu'une particule traverse la surface da . Pour que cela soit possible, deux conditions sont nécessaires : d'une part, que celle-ci aille dans la bonne direction, ce qui se produit avec la probabilité $p(\Omega_p)$, d'autre part, il faut que cette particule n'interagisse pas tout au long du parcours la conduisant de S vers p , ce qui se traduit par le facteur de transmission $\exp(-\Sigma_t R)$. Ainsi, la probabilité qu'une particule émise d'un point S traverse le petit élément de surface da passant par p est donnée par l'expression (6.53).

$$p(S \rightarrow p) = p(\Omega_p) d\Omega_p \exp(-\Sigma_t R) \tag{6.53}$$

À l'instar de l'estimateur de surface $\bar{\Phi}_s$, si une particule d'un poids W traverse la surface da , elle contribuera à la fluence avec la quantité suivante :

$$\frac{W}{|\cos(\vec{\Omega}_p, \vec{n})|} da \tag{6.54}$$

L'expression de l'élément différentiel $d\Omega_p$ en fonction de l'élément de surface da est donnée par (6.55).

$$d\Omega_p = \left| \cos(\vec{\Omega}_p, \vec{n}) \right| \frac{da}{R^2} \tag{6.55}$$

L'estimateur devient ainsi :

$$\begin{aligned} \Phi_p &= p(\Omega_p) d\Omega_p \exp(\Sigma_t R) \frac{W}{\left| \cos(\vec{\Omega}_p, \vec{n}) \right| da} \\ &= W p(\Omega_p) \frac{\left| \cos(\vec{\Omega}_p, \vec{n}) \right| da}{R^2} \frac{1}{\left| \cos(\vec{\Omega}_p, \vec{n}) \right| da} \exp(-\Sigma_t R) \\ &\Rightarrow \Phi_p = W \frac{p(\Omega_p)}{R^2} \exp(-\Sigma_t R) \end{aligned}$$

On a $p(\Omega_p) = p(\varphi)p(\theta)$. De plus, dans le cas d'une symétrie de révolution $p(\varphi) = 1/2\pi$, alors, l'expression finale de l'estimateur de la fluence en un point est donnée par (6.56).

$$\Rightarrow \Phi_p = W \frac{p(\theta)}{2\pi R^2} \exp(-\Sigma_t R) \tag{6.56}$$

Appliquons cette expression à une source ponctuelle isotrope. Nous savons dans ce cas que la probabilité $p(\theta)$ d'avoir une particule source émise avec un angle θ :

$$p(\theta) = \left(\int_0^\pi \sin \theta d\theta \right)^{-1} = \frac{1}{2} \tag{6.57}$$

Par conséquent, l'expression de l'estimateur pour une source ponctuelle isotrope devient :

$$\Rightarrow \Phi_p = W \frac{1}{4\pi R^2} \exp(-\Sigma_t R) \tag{6.58}$$

Le terme à droite du poids W est commun au calcul de la fluence de photons ou de neutrons sous une épaisseur R (cf. chapitre 1). Cette expression est typique des calculs déterministes de type « atténuation en ligne droite », décrits dans le chapitre 5.

Notons que cet estimateur présente une singularité en raison de son terme en R^2 au dénominateur. En conséquence, si une particule issue d'une collision ou de la source est générée dans le pourtour proche de point-détecteur, alors R tend vers 0 et la fluence vers l'infini. Ceci a pour effet de ralentir significativement la convergence statistique de l'estimateur, voire de la rendre impossible. Une solution consiste à définir une sphère « d'exclusion » de rayon R_0 et centrée sur le point-détecteur comme montré à la figure 6.19.

L'estimateur est alors calculé au moyen de la somme de deux termes : en premier lieu, on calcule le terme de fluence $\Phi_p(R > R_0)$ tenant compte de la probabilité qu'une particule émise en S en dehors de la sphère arrive jusqu'à la sphère en un point E :

$$\Phi_p(S \rightarrow E) = W \frac{p(\theta)}{2\pi R^2} \exp(\Sigma_t (R - R_0)) \tag{6.59}$$

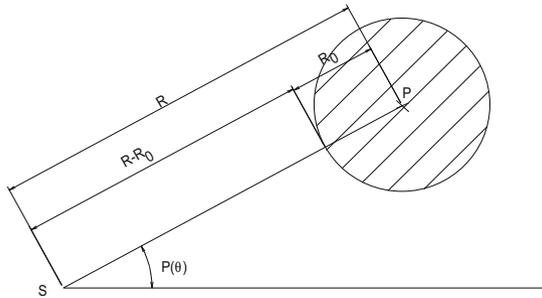


Figure 6.19 – Sphère d'exclusion de rayon R_0 pour le calcul de l'estimateur de la fluence par le point-détecteur.

Ensuite, le terme de fluence à l'intérieur de la sphère virtuelle $\Phi_p(R < R_0)$. Ce dernier est alors moyenné sur l'ensemble du volume de la sphère.

$$\begin{aligned} \Phi_p(E \rightarrow p) &= \frac{\int_V \Phi_p dV}{\int_V dV} = W p(\theta) \frac{\int_0^{R_0} \exp(-\Sigma_t r) 4\pi r^2 dr}{\frac{4}{3} \pi R_0^3} \\ &= \frac{W p(\theta) [1 - \exp(-\Sigma_t R_0)]}{\frac{2}{3} \pi R_0^3 \Sigma_t} \end{aligned} \tag{6.60}$$

On notera que cette composante est exempte du terme R au dénominateur. Dès lors, si R_0 est choisi judicieusement, on évite le risque de « fluence infinie ». Typiquement, la valeur de R_0 est déterminée par l'utilisateur et est égale à une fraction du libre parcours moyen. Finalement, l'estimateur « point-détecteur » est donné par la somme de ces deux composantes (6.61).

$$\Phi_p = \Phi_p(S \rightarrow E) + \Phi_p(E \rightarrow p) \tag{6.61}$$

On observera que la démonstration a été réalisée pour le *score* d'une seule particule et en omettant le terme de normalisation, pour simplifier les écritures. Il suffit donc de sommer l'expression ci-dessus sur l'ensemble des particules sources et de diviser par le nombre total de particules sources émises pour obtenir l'expression (6.62) de l'estimateur moyen $\bar{\Phi}_p$.

$$\bar{\Phi}_p = \frac{1}{N_s} \sum_i (\Phi_p)_i \tag{6.62}$$

Découpage spatial et par bandes d'énergie de la réponse de l'estimateur : application aux grandeurs opérationnelles

Pour l'ensemble des estimateurs de fluence que nous venons de décrire et ceux qui suivent, il est possible de calculer la réponse de la grandeur estimée par bande d'énergie. Cette réponse peut ensuite être pondérée par une fonction dépendante de l'énergie. Par exemple, si on désire calculer en un point de l'espace le kerma dans l'air K_a , il suffit de pondérer les réponses par bandes

d'énergie de l'estimateur « point-détecteur » $\Phi_p(E)$ par les coefficients $k_\Phi(E) = (K_a/\Phi)_E$ de conversion « fluence-kerma dans l'air » de la publication 74 de la CIPR [18] correspondants (cf. chapitre 3) et de sommer l'ensemble comme suit :

$$K_a = \sum_{E_i} \left(\frac{K_a}{\Phi} \right)_{E_i} \Phi_p(E_i : E_{i+1}) \quad (6.63)$$

Cette discrimination en énergie des particules comptées lors de l'estimation de la fluence et la possibilité *in fine* de pondérer le spectre énergétique obtenu par une fonction de l'énergie s'avère également particulièrement utile pour le calcul des grandeurs de protection. Disposant *via* la CIPR [18] de coefficients de conversion « fluence-équivalent de dose » pour les énergies E : $(H^*(10)/\Phi)_E$, $(H^*(0,07)/\Phi)_{E\dots}$. Nous avons donc la possibilité de calculer en un point de l'espace, les grandeurs opérationnelles $H^*(10)$, $H^*(0,07)$, etc. à partir de la réponse par bande d'énergie de l'estimateur « point-détecteur ».

Ajoutons que dans certains codes il y a la possibilité de calculer les estimateurs dans des réseaux maillés en trois dimensions dans lesquels les réponses sont calculées dans chaque maille élémentaire (e.g. MESH tally dans MCNP).

L'exemple qui suit synthétise à la fois l'utilisation du découpage en énergie et de la spatialisation de la réponse d'un estimateur. Il s'agit d'une étude effectuée dans le but d'évaluer, dans toute une zone de l'espace, l'équivalent de dose ambient $H^*(10)$ dû à la présence de fûts irradiants entreposés dans une alvéole pour un terme source comptant essentiellement du ^{60}Co .

Dans cette simulation, un réseau maillé parallélépipédique a été créé afin de calculer au moyen de l'estimateur fluence avec une réponse par bande d'énergie, dans chacune des mailles, les débits d'équivalent de dose ambients $H^*(10)$. La figure 6.20 donne une représentation 3D d'un résultat de calcul sur ce réseau.



Figure 6.20 – Représentation 3D d'un résultat d'un calcul d'équivalent de dose ambiant dans un maillage, à partir de l'estimateur fluence au moyen de MCNPX 2.6.0 [3].

On remarquera que la présence d'un bouchon en matière de Z élevé (plomb + béton) atténue fortement le débit d'équivalent de dose ambiant (zone supérieure).

Détermination de la réponse d'un dosimètre au moyen d'un estimateur de fluence

L'estimateur de la fluence moyenne dans un volume peut également s'avérer utile pour calculer des réponses de dosimètres et plus généralement des détecteurs de rayonnements. Il existe dans certains codes la possibilité de calculer directement à partir de cet estimateur un taux de réaction τ_R (e.g. carte « fin » dans le code MCNP) en accord avec l'expression usuelle :

$$\tau_R = \rho_a \int_E \bar{\Phi}_v(E) \sigma_R(E) dE \quad (6.64)$$

Il y a aura lieu de choisir, dans la carte dévolue à ce type de traitement, la section efficace de réaction *ad hoc* ; par exemple, pour déterminer le taux de réaction (n,p) dans un détecteur neutron à ^3He ou le taux de réactions (n, α) sur le ^6Li .

Nous venons de détailler l'obtention des grandeurs dosimétriques *via* les estimateurs de la grandeur physique de fluence. Dans ce qui suit, nous allons mettre en évidence l'existence d'estimateurs permettant d'obtenir directement les grandeurs dosimétriques dose et kerma.

6.12.2 Estimateur kerma pour les rayonnements indirectement ionisants

Il y a lieu d'emblée de mentionner que le résultat des estimateurs que nous allons citer dans ce qui suit est fortement assujéti à l'option de physique que l'utilisateur peut spécifier dans le code de calcul et en particulier, au type de particules que l'on choisit de transporter ou pas. Rappelons que le transport des particules chargées est coûteux en temps de calcul – même si ces derniers sont, *a priori*, gérés par une approche de type « multi-groupe » comme détaillé au § 6.10. Il peut être judicieux par exemple de ne pas transporter les électrons. Nous allons voir l'impact que ce choix peut avoir sur les estimateurs de dose proposés dans les codes Monte-Carlo.

Le premier estimateur de la grandeur kerma due aux rayonnements indirectement ionisants (i.e. neutrons, photons) est obtenu à partir de l'estimateur de fluence moyenne dans un volume $\bar{\Phi}_v$ selon l'application théorique de la formule du kerma vue au chapitre 2. Ainsi, pour un type de particule j indirectement ionisante (photon ou neutron) ayant une certaine énergie E et évoluant dans un certain matériau, l'estimateur kerma est défini comme (6.65).

$$\bar{K}_j(E) = \bar{\Phi}_v(E) \frac{\rho_a}{\rho} \sigma_t(E) \bar{E}_{tr}(E) \Leftrightarrow \frac{1}{N_s} \sum_i \left(\frac{W_i d_i}{V} \right) \frac{\rho_a}{\rho} \sigma_t(E) \bar{E}_{tr}(E) \quad (6.65)$$

avec σ_t la section efficace microscopique de collision pour l'énergie de la particule considérée, \bar{E}_{tr} l'énergie moyenne transférée à chaque collision de la particule considérée, tabulée pour chaque énergie de particule indirectement ionisante et pour chaque matériau, ρ_a la densité atomique (atomes/cm³) et ρ la densité. Enfin, on reconnaîtra $m = \rho V$ comme la masse de la cellule dans laquelle est transférée l'énergie. À noter que pour toutes les particules de toutes énergies entrant dans la cellule, le résultat de l'estimateur est donné par (6.66).

$$\bar{K} = \sum_j \sum_E \bar{K}_j(E) \quad (6.66)$$

Il est important d'insister sur le fait que, dans cette approche, l'énergie \bar{E}_{tr} transférée aux particules chargées secondaires est déposée localement au point de collision. Cette approche impose trois commentaires dans le cas particulier des photons : d'une part, il n'y a nul besoin de suivre le « coûteux » transport des électrons en raison du mode de calcul de l'énergie transférée au milieu dans lequel l'énergie est déposée au point de collision. D'autre part, il s'agit bien, ici, d'un « kerma moyen » qui s'oppose au concept originel du kerma en tant que grandeur ponctuelle établie au chapitre 2 et ce, en raison de son obtention *via* l'estimateur de fluence moyen dans un volume. Enfin, il y a lieu d'être très prudent quant à l'analyse du résultat du calcul. Cet estimateur peut caractériser la dose moyenne absorbée dès lors que la cellule possède de grandes dimensions devant le parcours des électrons secondaires mis en mouvement et que l'équilibre électronique est réalisé à partir d'une épaisseur infime de la cellule. Dans le cas contraire, la grandeur estimée reste un kerma et il peut alors y avoir une surestimation de la dose calculée. On peut d'ailleurs retrouver l'expression théorique du kerma du chapitre 2 à partir de l'expression (6.65) de l'estimateur de kerma. En effet, nous avons montré que le spectre moyen d'électrons mis en mouvement dans un milieu par une fluence de photon est donné par :

$$\bar{T}_{e^-} = \left(\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \right) / \left(\left(\frac{\mu}{\rho} \right) \right) E_\gamma \text{ or, avec } \bar{E}_{tr} = \bar{T}_{e^-} \text{ et } \mu = \rho_a \sigma_t$$

$$\text{Finalement, } \bar{K} = \bar{\Phi}_v \frac{\rho_a}{\rho} \sigma_t \bar{E}_{tr} = \bar{\Phi}_v \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) E_\gamma$$

Pour les neutrons, la valeur de l'énergie transférée moyenne est également tabulée pour chaque énergie incidente et pour chaque matériau ; elle peut être détaillée selon l'expression suivante :

$$\bar{E}_{tr}(E) = E - \sum_i p_i(E) \left[\bar{E}_{i,n}(E) - Q_i + \bar{E}_{i,\gamma}(E) \right]$$

avec E énergie du neutron incident $p_i(E) = \sigma_i(E) / \sigma_t(E)$ la probabilité de faire une réaction à l'énergie du neutron incident E , $\bar{E}_{i,n}(E)$ l'énergie moyenne des neutrons émis lors de l'interaction de type i , Q_i la chaleur de réaction de la réaction i et $\bar{E}_{i,\gamma}(E)$ l'énergie moyenne des photons émis lors des réactions de type i (photon de capture radiative). Là encore, l'énergie transférée moyenne est déposée au point de collision. Donc il n'est nul besoin de transporter les

particules secondaires chargées (i.e. ions légers issus des réactions de capture, noyaux de reculs...), ce qui se traduit par un gain de temps de calcul machine.

Nous noterons que dans le cas des neutrons, la grandeur calculée *via* cet estimateur est cette fois K_{mc} : « kerma de multi-collisions ». En effet, l'utilisation dans l'estimateur kerma de la fluence moyenne dans un volume $\bar{\Phi}_v$ permet la prise en compte de l'ensemble des neutrons traversant le volume V et en particulier ceux issus de multiples diffusions et rétrodiffusions dans le milieu. Rappelons enfin qu'en raison du parcours extrêmement réduit des particules chargées secondaires mises en mouvement, cet estimateur donne une très bonne approximation de la dose (jusqu'à des énergies de neutron de plusieurs dizaines de MeV : à 20 MeV l'énergie transférée moyenne au proton de recul de l'hydrogène est de 10 MeV, ce qui engendre un parcours dans l'eau de 1,2 mm). On peut donc écrire dans le cas des neutrons et à la restriction de l'énergie évoquée que :

$$\bar{D} \cong \bar{K}_{mc}$$

Nous constatons l'apport d'une telle fonctionnalité pour « tordre le cou » à l'impossibilité de calculer de façon théorique le kerma de multi-collision.

Pour mesurer une dose moyenne absorbée avec certitude, il existe deux autres estimateurs que nous allons décrire dans ce qui suit. Nous noterons, au préalable, que ceux-ci présentent l'inconvénient de nécessiter le transport des particules secondaires chargées contrairement aux estimateurs précédents que nous venons de décrire.

6.12.3 Estimateur « dose-impulsion » pour les rayonnements indirectement ionisants et les particules chargées

Le premier est dérivé de l'estimateur de type « impulsionnel » initialement dédié à la simulation de détecteur à dépôt d'énergie (e.g. spectrométrie γ). Contrairement au précédent, il ne se fonde pas sur l'utilisation d'une fluence moyenne dans le volume sensible V , mais sur le suivi individuel de chaque particule qui entre dans le volume sensible pour laquelle une différence est effectuée entre l'énergie d'entrée de la particule et son énergie de sortie du volume V . Cette approche doit évoquer spontanément le principe théorique de calcul de l'énergie communiquée ε d'une particule dans un volume V , comme montré dans la figure 6.21.

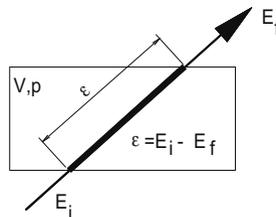


Figure 6.21 – Principe de calcul de l'estimateur « dose-impulsion » dont dérive un des estimateurs de dose.

À chaque fois qu'une particule dépose l'énergie communiquée ε dans le volume sensible, son poids est comptabilisé. Cette opération est effectuée pour l'ensemble des énergies communiquées possibles et pour chaque type de particules. Pour une particule entrant avec une énergie E_i , on déduit l'estimateur « dose-impulsion » en pondérant le poids de cette dernière par l'énergie communiquée dans le volume V , le tout moyenné sur la masse $m = \rho V$ du volume sensible :

$$D_{\text{imp}} = \frac{W(E_i - E_f)}{\rho V} = \frac{W\varepsilon}{m} \quad (6.67)$$

Ainsi, pour l'ensemble des particules directement et indirectement ionisantes qui traversent le volume sensible, l'estimateur dans ce même volume est décrit par l'expression (6.68).

$$\bar{D}_{\text{imp}} = \frac{1}{N_s} \sum_i \frac{W_i \varepsilon_i}{m} \quad (6.68)$$

Le fait de devoir comptabiliser tout type de particules entrant dans le volume V , directement comme indirectement ionisantes, impose le transport des particules secondaires chargées. Ainsi, en présence d'une source d'émission photonique, il y a nécessairement lieu de transporter les électrons. Par ailleurs, mentionnons qu'il est fondamental que le transport des différentes particules soit traité de façon « analogique » et non implicite. Par défaut, le traitement du suivi des neutrons peut être implicite dans certains codes (e.g. MCNP). Dans le cas contraire, les résultats obtenus sont, de fait, aberrants. Cette exigence de traitement s'avère également coûteuse en temps. Notons enfin que l'estimateur « dose-impulsion » fournit le résultat exact de la dose moyenne absorbée dans un volume V . Pour s'en convaincre, le lecteur pourra se référer au § 6.13.2 dans lequel une étude relative au calcul de grandeurs de protection compare cet estimateur avec l'estimateur du kerma précédent pour des photons de 1 à 10 MeV, pour des volumes sensibles importants.

6.12.4 Estimateur dose pour les particules chargées

Cet estimateur ne comptabilise que l'énergie cédée par les particules chargées dans un milieu. Il nécessite également, par définition, le transport des particules chargées (e.g. mode de transport des électrons mode E ou carte NCIA dans MCNP pour activer le transport des ions légers produits lors des interactions nucléaires et les noyaux de reculs). En continuant sur la thématique étudiée des photons, cet estimateur est fortement conseillé dès lors que les photons et les électrons sont transportés dans la scène. Seule l'énergie déposée par les électrons secondaires mis en mouvement par les photons sera comptabilisée, en accord avec la méthode de calcul de dépôt d'énergie le long de segments élémentaires s , développé au § 6.10 précédent. Pour un électron, le comptage se fait de la façon suivante :

$$\bar{D}_{\text{pc}} = \bar{\Phi}_v \frac{1}{\rho} \sum_j \frac{(\Delta T_{\text{eff}})_j}{s_j}$$

Cette fois $\bar{\Phi}_v$ traduit la fluence d'électrons mis en mouvement, conformément à l'expression théorique du calcul de la dose pour les électrons fournie au chapitre 2 ; le terme de droite est d'ailleurs sensiblement égal au pouvoir d'arrêt massique. L'expression globale pour l'ensemble des électrons est :

$$\bar{D}_{\text{pc}} = \frac{1}{N_s} \sum_i \frac{W_i d_i}{\rho V} \sum_{j=1}^{j=n_i} \frac{(\Delta T_{\text{eff}})_j}{s_j} \quad (6.69)$$

avec $\rho V = m$ et, par ailleurs, sachant que pour l'algorithme de transport des particules chargées :

$$\sum_{j=1}^{j=n_i} s_j = d_i, \quad \sum_{j=1}^{j=n_i} (\Delta T_{\text{eff}})_j = \epsilon_i \quad (6.70)$$

On simplifie l'expression et, du même coup, on montre que l'estimateur dose pour les particules chargées fournit le même résultat que l'estimateur dose-impulsion.

$$\bar{D}_{\text{pc}} = \bar{D}_{\text{imp}} = \frac{1}{N_s} \sum_i \frac{W_i \epsilon_i}{m} \quad (6.71)$$

Ainsi, dans le cas d'un mode de transport de particules chargées secondaires, on pourra préconiser l'utilisation de cet estimateur.

6.13 Application au code de transport MCNPX

Le code MCNP (Monte-Carlo N particules), que nous avons déjà largement évoqué, « suit » le transport des particules neutres (photons et neutrons), les électrons (positifs et négatifs) et est étendu à certaines particules lourdes chargées dans sa version MCNPX. Ce code est directement lié à l'origine au projet Manhattan. Initialement, il ne disposait que d'une implémentation pour le transport des particules non chargées comme les neutrons et photons. Par la suite, le transport des particules chargées y a été intégré. Ce code a fait l'objet d'un développement continu depuis les années quarante, soutenu par une politique d'assurance qualité. Au-delà de la modélisation de l'interaction du rayonnement avec la matière, il dispose d'outils statistiques pour tester la convergence mathématique du résultat obtenu et de techniques de réduction de variance intégrées. Il ne nécessite pas une recompilation du code pour chaque cas à traiter comme dans le code EGS. MCNPX a été développé à partir de la version MCNP4C de MCNP et LAHET. Il intègre, de plus, les tables de données nucléaires pour le transport de protons, des modèles physiques pour simuler le transport de 30 particules additionnelles (deutons, tritons, alpha, pions, muons...) et des modèles physiques pour transporter les neutrons et les protons lorsqu'aucune donnée tabulée n'est disponible ou lors-

que les interactions simulées sont au-delà de la gamme d'énergie (1 keV à 150 MeV) pour laquelle les tables de données sont enregistrées [15].

Dans ce code, les estimateurs de grandeurs physiques détaillées plus haut sont appelés *tally*. Notons que le choix du transport de telle ou telle particule est spécifié dans une carte appelée « mode ». La nomenclature de définition d'un estimateur est la suivante : un « F » suivi d'un chiffre indiquant le type d'estimateur, un séparateur « : », puis le ou les types de particules comptés.

Le tableau 6.2 donne pour le mode de transport simple (photon) et mixte (photon + électron), dans le cas d'une simulation faisant intervenir une source de photons, à quels estimateurs précédents correspondent les *tally*.

Nous constatons d'emblée que suivant le mode de transport, simple ou mixte, un même *tally* peut recouvrir des estimateurs différents. Le cas le plus remarquable, étant le *tally* F6:p,e qui, en mode transport de photon, coïncidera avec l'estimateur kerma et en mode de transport mixte, électron et photon, coïncidera avec la somme de l'estimateur kerma \bar{K} et dose des particules chargées \bar{D}_{pc} . En l'espèce, en comptant à la fois l'énergie cédée par les électrons secondaires et celle transférée localement par les photons, on compte sensiblement deux fois les mêmes événements. Cet exemple saillant montre qu'il y a lieu d'anticiper en fonction de l'estimateur choisi du type de particules comptées et du mode de transport, ce que l'on calcule précisément.

| Mode p | Mode p e |
|-------------------------------|-----------------------------------|
| F4:p = $\bar{\Phi}_v(\gamma)$ | F4:p = $\bar{\Phi}_v(\gamma)$ |
| F4:e = 0 | F4:e = $\bar{\Phi}_v(e^-)$ |
| F5:p = $\bar{\Phi}_p(\gamma)$ | F5:p = $\bar{\Phi}_p(\gamma)$ |
| F5:e = 0 | F5:e = $\bar{\Phi}_p(e^-)$ |
| *F6:p = \bar{K} | *F6:p = \bar{K} |
| F6:e = 0 | *F6:e = \bar{D}_{pc} |
| F6:p,e = \bar{K} | F6:p,e = $\bar{K} + \bar{D}_{pc}$ |
| *F8:p,e = \bar{D}_{imp} | *F8:p,e = \bar{D}_{imp} |

Tableau 6.2 – Correspondances avec les estimateurs de dosimétrie de MCNPX.

Concernant le *tally* *F8 coïncidant avec l'estimateur « dose-impulsion », il convient de mentionner qu'il y a lieu de diviser le résultat de cet estimateur par la masse de la cellule pour rendre homogène le résultat à une dose absorbée. Cela s'explique par la fonctionnalité de ce *tally* dédié au comptage des hauteurs d'impulsions dans des pas en énergie (*energy bin*).

Par ailleurs, lorsque des calculs sont effectués, il convient d'être au fait de la nature des données nucléaires utilisées. Il existe à la fois, nous l'avons dit, des données tabulées (sections efficaces « point par point » : Endf/B-VI,

Endf/B-VII Jeff 3.1...), mais également lorsque ces données n'existent pas, des modèles qui selon les hypothèses et domaines de validité peuvent impacter significativement les résultats (e.g. absence de prise en compte des résonances dans certains modèles). À noter que dans certains codes de calcul de type Monte-Carlo, des options permettant de choisir tel ou tel type de modèle sont accessibles. Ces choix de modèles peuvent là encore être déterminés par le type de grandeur à calculer et peuvent améliorer le cas échéant la vitesse de convergence vers le résultat de l'estimateur. Les domaines d'énergie pour lesquels des données tabulées sont disponibles dans MCNPX sont fournis dans le tableau 6.3.

| Type de particules | Domaine d'énergie |
|--------------------|-------------------|
| Neutrons | 0–150 MeV |
| Photons | 1 keV–0,5 TeV |
| Électrons | 1 keV–1 GeV |
| Protons | 1 keV–150 MeV |

Tableau 6.3 – Domaine d'énergie pour l'utilisation de tables pour chaque type de particule dans MCNP/MCNPX.

À titre d'exemple, pour illustrer l'importance du choix de modèle, arrêtons-nous un instant sur la carte « phys:p » relative aux choix d'options de physique des photons transportés selon que la seconde entrée « IDES » de cette carte est mise à 0 ou à 1, le modèle physique de transport des électrons secondaires mis en mouvement varie. Dans le premier cas, pour IDES = 0, qui constitue le modèle par défaut, le transport des électrons n'est pas pris en compte ; un modèle de cible épaisse est alors utilisé pour générer, le cas échéant, en fonction du milieu et de l'énergie des électrons secondaires, des photons de freinage transportés à leur tour. Dans ce modèle simplifié, les électrons sont tous « virtuellement » orientés dans la direction des photons incidents et sont stoppés localement ; ils ne servent que « d'intermédiaires » à l'émergence des photons de freinage secondaires et ne sont de fait pas transportés.

Dans le second cas, pour IDES = 1, les électrons ne sont pas créés et il n'y a pas de production de rayonnements de freinage, l'énergie transférée aux électrons est cédée au point d'interaction. Ce modèle encore plus simple est clairement dédié aux calculs dans l'approximation « kerma = dose », à savoir que toute énergie transférée est déposée localement.

Cette carte « phys:p » recèle également une entrée qui permet de spécifier si les photons sont transportés en mode analogique ou implicite (*emcpf*).

En mode p e, par défaut cette fois, les électrons sont créés et transportés selon le processus décrit au chapitre 10. Ajoutons que pour les électrons, il existe également une carte spécifique de choix d'options physiques « phys:e » qui permet entre autre de choisir de ne pas suivre les photons de freinage

(*bnum*) et de choisir pour l'énergie perdue par étape, la valeur moyenne du pouvoir d'arrêt plutôt que l'échantillonnage de la distribution de dispersion en énergie de Landau (*istr*). Notons que MCNP/MCNPX ne dispose de table que pour des énergies d'électrons supérieures à 1 keV ; en deçà, les modèles proposés apportent nécessairement des approximations quant à la prise en compte des différents phénomènes physiques visibles à ces énergies : effets collectifs, influence de la structure moléculaire, du champ électrique local, etc.

Concernant les algorithmes de transport des électrons – défaut et ITS – nous avons déjà étudié qualitativement les effets de ces deux approches au § 6.10.3. Dans ce qui suit, nous allons étudier de façon macroscopique ces effets, en particulier sur le calcul de la dose absorbée (au moyen du *tally* *F8:e,p).

6.13.1 Étude de l'effet des deux algorithmes (transport défaut et ITS) sur le calcul de la dose absorbée dans un fantôme d'eau, pour des électrons dans MCNP

Reynaert *et al.* [31] ont étudié l'impact du choix des modes « par défaut » et ITS lors du transport des électrons (mode:e) dans le cas d'un calcul de dose absorbée dans un fantôme d'eau exposé à une source d'électrons d'énergie comprise entre 1 et 6 MeV.

Rappelons que dans le mode par défaut l'énergie totale perdue (sur la base du pouvoir d'arrêt total) est déterminée *via* l'index supérieur en énergie du groupe dans lequel l'énergie de l'électron est affectée, or le pouvoir d'arrêt par collision (ici le rayonnement de freinage est négligeable $T_c = 93$ MeV) croît à mesure que l'énergie diminue quand $T < 1$ MeV. Cela peut conduire à une indétermination systématique de l'énergie perdue dans ce mode. De même, plus l'énergie de l'électron est importante, moins il y a de probabilités que l'angle de déflexion soit prononcé, là encore le fait que les grandeurs soient calculées avec l'énergie de la borne supérieure du groupe provoquera sur la diffusion multiple un angle de déviation, en moyenne légèrement moins important que dans la réalité. Ajoutons que dans le mode ITS, la longueur des sous-étapes est en moyenne plus courte – ceci est imputable au fait que moins d'énergie est perdue en raison de la proximité de l'énergie de l'électron avec l'index supérieur en énergie du groupe d'affectation. Afin d'évaluer l'impact de ces algorithmes sur un estimateur de dose, Reynaert *et al.* [31] ont simulé le dispositif suivant : une source ponctuelle isotrope émettant des électrons dans un fantôme d'eau modélisé par des sphères concentriques centrées sur la source et d'intervalle radial de 200 μm . Les calculs ont été effectués avec EGSnrc qui, nous l'avons suggéré, peuvent être considérés comme extrêmement fiables vis-à-vis de la gestion du transport des électrons comme code de référence et avec MCNP4B [9]. Les calculs de dose moyenne sont réalisés dans les différentes enveloppes sphériques au moyen de l'estimateur « dose-impulsion » (*F8:e

dans MCNP) en mode transport des électrons (mode e). Les courbes de la figures 6.22 donnent une comparaison entre MCNP4b et EGSnrc pour des sources ponctuelles de 1 et 6 MeV.

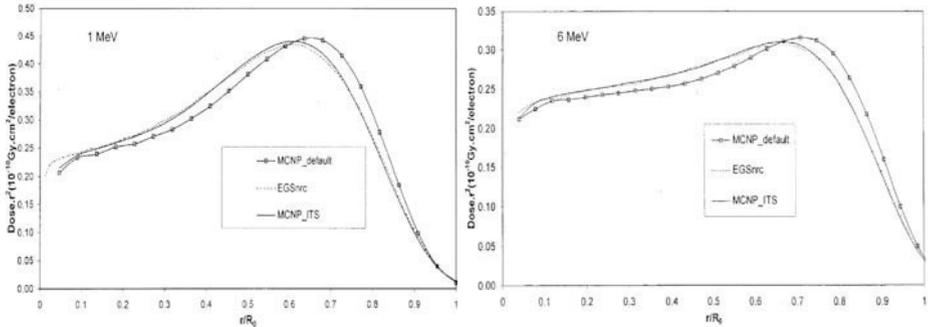


Figure 6.22 – Comparaison de la dose absorbée calculée par MCNP4b en mode par défaut et ITS, et EGSnrc, pour des électrons de 1 MeV (à gauche) et 6 MeV (à droite), dans un fantôme d'eau pour une résolution de 200 μm . R_0 est le parcours des électrons à l'énergie considérée [31], avec l'autorisation de l'AAPM.

Il apparaît clairement un écart lorsque le mode par défaut est utilisé et un recouvrement des courbes de dépôt de dose entre la réponse EGSnrc et celle de MCNP4b lorsque c'est le mode ITS qui est activé et ce, pour les deux énergies étudiées et pour une résolution de 200 μm . Ce constat montre que les artefacts tendent à disparaître et qu'en moyenne toutes les sections efficaces sont déterminées avec la bonne énergie, lorsque l'algorithme ITS est activé.

Cependant, notons qu'en mode ITS subsiste un problème lié à la résolution (épaisseur du volume sensible des différentes enveloppes concentriques). La figure 6.23 montre pour la même source d'électrons de 1 MeV avec différentes résolutions (de 50 à 400 μm) la réponse en mode ITS de MCNP4b.

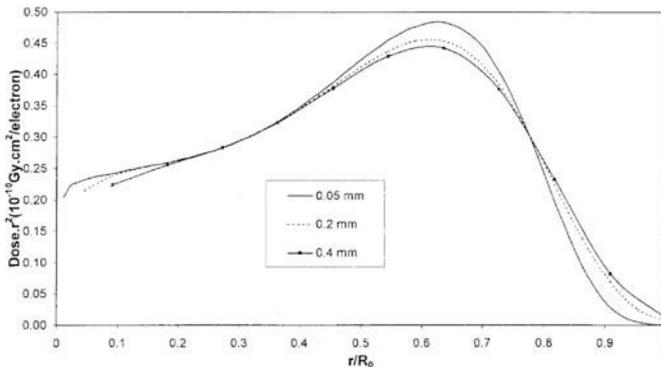


Figure 6.23 – Effet de la résolution sur la vitesse de dépôt d'énergie pour la source de 1 MeV, avec MCNP4b en mode ITS, écart entre résolution haute et basse environ 1 % [31], avec l'autorisation de l'AAPM.

On observe que plus la résolution augmente, plus l'énergie a tendance à se déposer avec célérité. En abaissant cette résolution, à partir d'un certain point, plus rien ne change. Cette observation est imputable au fait que lorsque la résolution augmente, le nombre de sous-étapes par étape diminue, en moyenne. La section efficace pour la diffusion multiple et la perte d'énergie sont, rappelons-le, déterminées pour des bandes d'énergies définies à l'énergie moyenne perdue dans l'étape. Cela signifie encore que les premières sous-étapes sont menées avec des énergies perdues et des angles de déviation trop grands, alors que les dernières sous-étapes sont traitées avec des paramètres trop bas.

Pour illustrer cet effet, si on considère un milieu infini où le transport n'est pas « gêné » par les frontières entre milieux, toutes les sous-étapes qui se déroulent dans une étape sont effectuées, ce qui conduit en moyenne à un traitement correct de l'énergie déposée et des diffusions multiples. Quand *a contrario* la résolution est augmentée (épaisseur diminuée), seule une sous-étape peut avoir lieu pour une étape (n) donnée et l'énergie perdue, ainsi que l'angle diffusé sont trop importants. Une résolution maximale admissible (c'est-à-dire l'épaisseur minimale du volume sensible où est calculée la dose moyenne) pour des énergies supérieures à 0,5 MeV peut être définie selon l'expression (6.72) empirique [31].

$$r_{\max} = 0,85 (1 - \text{EFAC}) R_{\text{CSDA}} \quad (6.72)$$

avec EFAC la valeur fixée dans le code MCNP : $\text{EFAC} = k = 0,917$ (cf. § 6.10) et R_{CSDA} la portée (et non la trajectoire) dans l'approximation CSDA, calculée au moyen de l'expression de Katz et Penfold (cf. chapitre 2). Ainsi, pour 1 MeV, la résolution maximale admissible dans l'eau (ou les tissus mous) compatible avec le mode ITS pour le calcul de la dose moyenne absorbée est de 300 μm ($R_{\text{CSDA}}^{\text{eau}}(1 \text{ MeV}) = 0,412 \text{ cm}$). Il faudra donc veiller à ne pas avoir un volume sensible d'épaisseur inférieure à cette épaisseur au risque de surestimer la dose absorbée.

Par ailleurs, pour des dimensions plus importantes, en l'espèce les organes virtuels du fantôme MIRD, Furtoss [12] a montré les différences significatives sur la mesure de la dose moyenne à un organe susceptible d'advenir selon l'utilisation de tel ou tel estimateur. Les résultats de ses travaux sont présentés ci-après.

6.13.2 Comparaison des estimateurs kerma et « dose-impulsion » pour les photons dans le contexte du calcul de la dose efficace

Une étude réalisée au moyen du code de calcul MCNPX 2.5.0 [15] montre des différences notables entre ces deux estimateurs pour le calcul de doses moyennes aux organes D_T dans un fantôme anthropomorphique de type MIRD. Les estimateurs utilisés sont le kerma (F6:p) en mode unique de transport des photons (mode p) et « dose-impulsion » (*F8:p,e) en mode de trans-

port mixte (mode p e). Le calcul de l'erreur relative entre ces deux estimateurs a été effectué pour l'ensemble des organes du fantôme MIRD :

$$Er(\%) = \left(\frac{\bar{K}_{F6} - \bar{D}_{*FS}}{\bar{D}_{*FS}} \right) \times 100 \quad (6.73)$$

En sachant, comme précisé précédemment, que le *tally* référence pour le calcul de la dose absorbée est celui coïncidant avec l'estimateur « dose-impulsion » (*F8:p,e). Le tableau 6.4 fournit l'ensemble des résultats pour une irradiation AP pour les énergies : 1 MeV, 4 MeV, 6 MeV et 10 MeV.

| Organes | Erreur relative à 1 MeV (%) | Erreur relative à 4 MeV (%) | Erreur relative à 6 MeV (%) | Erreur relative à 10 MeV (%) |
|--------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Cerveau | 0,5 | -1,5 | -0,5 | -1,4 |
| Côlon | -2,1 | -1,7 | -3,8 | -0,4 |
| Estomac | -1,9 | -1,4 | -1,5 | 1,1 |
| Foie | -1,3 | -0,5 | -1,4 | 1,2 |
| Gonades | 4,2 | 3,2 | 8,6 | 27,5 |
| Œsophage | 5,0 | 3,7 | 0,3 | 0,2 |
| Peau | 7,0 | 68,3 | 84,8 | 101,3 |
| Poumons | -1,3 | -1,0 | -1,9 | -0,5 |
| Reins | 0,3 | -0,7 | 0,5 | 0,9 |
| Reste (CIPR60) | -0,5 | 2,1 | 5,5 | 12,1 |
| Reste (nvlle rec.) | -0,6 | 2,2 | 5,6 | 12,0 |
| Seins | 1,4 | 21,2 | 43,0 | 88,6 |
| Squelette | -0,3 | 0,0 | 2,4 | 7,4 |
| Thyroïde | 2,2 | 3,7 | 8,3 | 15,7 |
| Vessie | -3,9 | -3,6 | -3,5 | -2,6 |

Tableau 6.4 – Erreur relative E_r pour les énergies de 1 MeV, 4 MeV, 6 MeV et 10 MeV en champs d'irradiation photon AP sur un fantôme MIRD, sur la mesure de la dose moyenne à l'organe D_T [12].

On constate alors que dès 1 MeV la dose absorbée à la peau, qui ne fait que 2 mm d'épaisseur et qui est située directement sur la surface d'entrée du faisceau incident, est surestimée de 7 % avec l'estimateur de type kerma. Toutefois, cet écart n'a pas d'influence sur la valeur de la dose efficace puisqu'il entraîne une surestimation de 0,1 % seulement. À 4 MeV, la dose à la peau est surestimée de 68 % et la dose absorbée aux seins qui, tout comme la peau, sont situés directement sur la surface d'entrée du faisceau incident, est surestimée de 21 %. Mais, là encore, du fait de la faible valeur de W_T pour la peau (0,01), l'influence sur la valeur de la dose efficace est négligeable puisqu'elle n'est surestimée que de 1,8 %. À 6 MeV, la dose absorbée aux seins est surestimée de 43 %, la dose absorbée aux gonades de 8,6 % et la dose absorbée à la peau de 84,8 %. Ces surestimations de dose absorbée aux organes entraînent alors une surestimation de E d'environ 8 %. À 10 MeV, la dose absorbée est surestimée avec l'approximation kerma pour de nombreux organes (thyroïde, seins, gonades, « reste » et peau) entraînant une surestimation de E de 13 %. À partir de ces résultats, on constate donc que l'estimateur kerma est valable

jusqu'à environ 4 MeV pour l'évaluation de la dose efficace. Au-delà, les surestimations provoquées par cette approximation sur les doses aux organes deviennent telles que l'impact sur la dose efficace ne peut plus être négligé.

Ajoutons enfin que l'ensemble des calculs réalisés sur le fantôme MIRD pour l'obtention des coefficients de conversion « grandeurs dosimétriques-grandeur physique » sont effectués au moyen de MCNP4b avec l'algorithme ITS pour le transport des électrons.

Étudions enfin le dernier comptage dosimétrique accessible : l'estimateur DOSE pour les particules chargées, avec cette fois une application « exotique » liée à la détermination de la dose absorbée pour des protons de 400 MeV dans un fantôme d'eau.

6.13.3 Profil de la dose pour des protons de 400 MeV dans un cylindre d'eau, calculé avec le code MCNPX

Dans MCNPX, il y a également possibilité de choisir des options permettant de se focaliser sur telle ou telle contribution à la dose. À titre d'exemple, la figure 6.24 donne une représentation de la dose absorbée dans un fantôme d'eau pour des protons de 400 MeV. Ainsi, en entrant la 8^e entrée de la carte « LCA » à 2, on obtient uniquement la contribution due au ralentissement par interaction coulombienne (traits pointillés) en sachant que, par défaut, l'ensemble des interactions est pris en compte : coulombienne et nucléaires (trait noir) dans le processus de dépôt d'énergie. Les calculs sont effectués au moyen du *tally* coïncidant avec l'estimateur de dose des particules chargées (F6:h, avec h pour hadron).

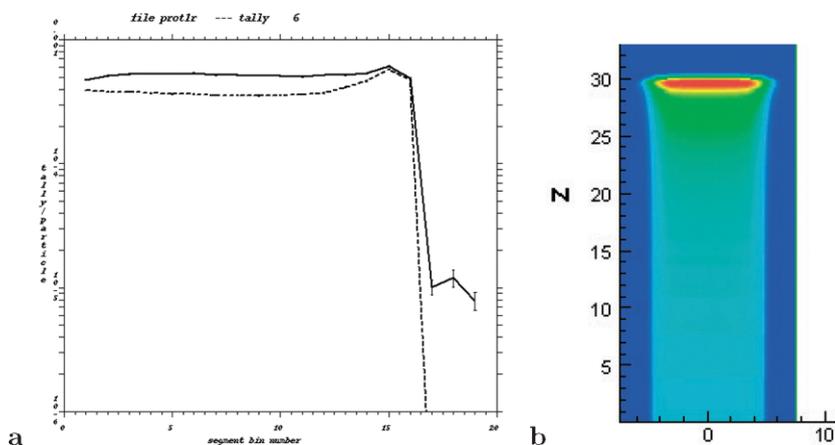


Figure 6.24 – a) Protons de 400 MeV sur un fantôme d'eau – profil de dose en profondeur calculé au moyen de MCNPX, en tenant compte de l'ensemble des interactions (trait continu) et seulement des interactions coulombiennes (pointillé) – Workshop MCNPX Barcelone 2010. b) Vue longitudinale du pic de Bragg [1, 2].

Nous voyons clairement apparaître en pointillé la courbe « classique » de Bragg, décrite dans le chapitre précédent.

6.14 Résultat de l'estimateur et erreur statistique associée

Pour chaque particule émise par la source et, de fait, pour chaque histoire, correspond une réponse de l'estimateur que l'on appelle aussi encaissement (*score* en anglais). À l'évidence, il y a lieu de générer un certain nombre de particules sources pour obtenir *in fine* un résultat statistique fiable.

6.14.1 Calcul de l'erreur statistique associée

Considérons que nous avons tiré N particules (impliquant le suivi de N histoires) et que nous regardons le résultat de l'estimateur sur n séries de N/n particules (ces séries sont aussi appelées *batch*). En première idée, pour une de ces séries, le résultat de l'estimateur de la grandeur dosimétrique recherchée est fourni par la moyenne sur l'ensemble des résultats de la série. Ainsi, si la variable aléatoire X_i est l'estimateur de la grandeur dosimétrique que nous nommerons G_d pour l' i -ième des n séries, ce dernier possède une espérance mathématique ou moyenne \bar{X}_i et un écart type σ_{X_i} . La loi de probabilité régissant l'estimateur statistique est indéterminée et à ce stade :

$$G_d \neq \bar{X}_i \quad (6.74)$$

Cela étant, si la moyenne est cette fois effectuée sur l'ensemble des n séries :

$$\overline{X_v} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} X_i \quad (6.75)$$

Et que le nombre de série(s) est important, la loi des grands nombres nous permet de postuler que :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \overline{X_v} = G_p \quad (6.76)$$

L'indice « v » signifie que nous approchons de la moyenne vraie de l'estimateur. L'écart type associé à la distribution des X_i est obtenu par l'estimateur de la variance de façon « classique » comme suit :

$$\sigma_{\overline{X_v}} = \frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^{i=n} (X_i - \overline{X_v})^2 \quad (6.77)$$

Par ailleurs, autre propriété notable, dans ce cas la distribution autour de la moyenne vraie $\overline{X_v}$ de l'estimateur suit une loi normale

$$N\left(\overline{X_v}, \sigma_{\overline{X_v}}^2\right)$$

En appliquant le théorème central-limite, on peut ainsi associer à la valeur moyenne estimée \bar{X}_v de la grandeur dosimétrique G_d un intervalle de confiance $C(e)$:

$$C(e) = \text{probabilité} \left\{ G_d - e \leq \bar{X}_v \leq G_d + e \right\} \quad (6.78)$$

Ce qui, avec la fonction de répartition de la loi normale $N\left(\bar{X}_v, \sigma_{\bar{X}_v}^2\right)$ revient à écrire :

$$C(e) = \frac{1}{\sigma_{\bar{X}_v} \sqrt{2\pi}} \int_{G_d - e}^{G_d + e} \exp\left(-\frac{(x - G_d)^2}{2\sigma_{\bar{X}_v}^2}\right) dx \quad (6.79)$$

Ainsi, « classiquement », pour $e = \sigma_{\bar{X}_v}$ on obtient $C(e) = 0,689$, ce qui signifie que l'estimation \bar{X}_v de G_d est fiable à 68,9 % ; pour $e = 2\sigma_{\bar{X}_v}$ on obtient $C(e) = 0,954$, soit une fiabilité de 95,4 % ; enfin, pour $e = 3\sigma_{\bar{X}_v}$ on obtient une fiabilité de 99,7 %. En pratique, l'écart type de la moyenne vraie \bar{X}_v est estimée par $S_{\bar{X}_v}^2$ de la façon suivante :

$$S_{\bar{X}_v}^2 = \frac{\sigma_{\bar{X}_v}^2}{n} = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{i=n} (X_i - \bar{X}_v)^2 \quad (6.80)$$

Ce terme caractérise « l'erreur statistique » sur la moyenne vraie ; ainsi, l'erreur relative Er à 1 σ associée au résultat d'un calcul normalisé est définie par :

$$Er(\bar{X}_v) = \frac{S_{\bar{X}_v}}{\bar{X}_v} \quad (6.81)$$

En conséquence, pour le résultat final de la grandeur dosimétrique recherchée, on annoncera :

$$G_d = \bar{X}_v \pm Er(\bar{X}_v) \quad (6.82)$$

Typiquement, la valeur de Er doit toujours être au moins inférieure à 10 % (plus précisément à chaque estimateur correspond un critère d'acceptabilité). Tout l'enjeu et la difficulté vont donc consister à réduire au maximum l'erreur relative associée au résultat de l'estimateur. Pour illustrer la difficulté d'obtenir une bonne précision statistique, *a fortiori* en accord avec le critère d'acceptabilité de l'erreur relative, considérons un problème faisant intervenir une protection biologique épaisse [30]. Dans ce problème, on considère l'estimateur X de la grandeur « transmission ». Cet estimateur « score » la valeur de 1 quand la particule transportée passe outre la protection et 0 quand celle-ci est absorbée.

Dans ce cas, nous avons spontanément : $\overline{X_v^2} = \bar{X}_v$.

Quand n tend vers l'infini, nous faisons l'approximation $n \approx N$. Une autre façon d'exprimer l'erreur statistique similaire à l'expression (6.80) est :

$$S_{X_v}^2 = \frac{1}{N} \left(\overline{X_v^2} - \overline{X_v}^2 \right) \quad (6.83)$$

Avec la propriété établie ci-dessus, nous pouvons écrire :

$$S_{X_v}^2 = \frac{1}{N} \overline{X_v} (1 - \overline{X_v}) \Leftrightarrow Er(X_v) = \frac{S_{X_v}}{X_v} = \sqrt{\frac{1 - \overline{X_v}}{N \overline{X_v}}} \quad (6.84)$$

Postulons maintenant qu'il y ait très peu de particules transmises comme cela peut être le cas en présence d'un écran épais de fort Z et densité importante ; dans ce cas, nous avons de fait $X_v \ll 1$ et l'expression précédente se simplifie comme suit :

$$Er \cong \frac{1}{\sqrt{N X_v}} \quad (6.85)$$

Ainsi, si nous prenons le critère d'incertitude de 10 % et que la valeur moyenne de l'estimateur de transmission est de 10^{-6} , le nombre de particules tirées par la source serait donc de 10^8 .

Dans ce type de problème, il y a peu de chance qu'une particule transportée traverse *in fine* la zone sensible du détecteur. L'approche analogique doit être substituée par une approche de type implicite, au moyen de techniques de réduction de variance comme celles que nous avons décrites dans les paragraphes précédents, afin que l'estimateur « converge » vers le résultat avec un temps de calcul machine raisonnable lié à un tirage limité de particules.

6.14.2 Tests de fiabilité statistique

Tout au long du calcul, un certain nombre de tests statistiques sont effectués par des routines dans le code. Ils permettent de fournir une tendance quant à la convergence vers un résultat statistiquement fiable. L'un d'entre eux est le calcul du FOM : *Figure of Merit*.

Facteur FOM (Figure of Merit)

Le test statistique du « *Figure of Merit* » FOM est lié à l'estimateur de l'écart type et au temps de calcul machine selon :

$$\text{FOM} \cong \frac{1}{S_{X_v}^2 T} \quad (6.86)$$

Rappelons que l'estimateur de la variance $S_{X_v}^2$ est inversement proportionnel au nombre de particules tirées N et T le temps de calcul ordinateur est quant à lui de fait proportionnel à N . Le produit de l'estimateur de variance au carré par le temps de calcul ordinateur T est par conséquent *a priori* une constante. Par ailleurs, les performances sont d'autant meilleures que l'estimateur de la variance est petit et que le temps de calcul par particule est petit, ce qui revient à dire que le FOM doit être le plus haut possible.

Ce facteur permet donc d'optimiser le temps de calcul en effectuant plusieurs tests courts sur un petit nombre de particules tirées avec, à chaque fois, des techniques de réduction de variance différentes ; l'option retenue étant celle responsable du FOM le plus élevé.

Ajoutons que ce facteur permet d'estimer le temps processeur nécessaire à un objectif de précision statistique :

$$T = \frac{1}{\left(S_{X_v}^2 \text{FOM}\right)}$$

Enfin, ce test constitue également un indicateur de fiabilité statistique : le FOM doit être relativement constant toutes les n séries d'histoires, excepté au début du calcul, du fait des fortes fluctuations statistiques.

Un autre test statistique que l'on peut rencontrer dans certains codes, est celui de la pente (SLOPE).

Test de la « pente »

Un des problèmes susceptibles de se produire avec les codes de type Monte-Carlo est la possibilité d'obtenir un résultat moyen de l'estimateur avec la précision statistique requise et pour autant que le résultat soit aberrant.

Un test de « normalité » de la distribution, SLOPE, calcule, toutes les n particules, une pente de la distribution autour de la valeur moyenne, si le résultat d'un « *score* » est très éloigné de X_v , il se peut que nous ayons à faire à un « accident statistique » dû au comptage d'un fort poids statistique très éloigné de la moyenne. La pente de la queue de distribution de valeurs de l'estimateur aura alors tendance à être aplatie et ainsi, mettra en cause la fiabilité du résultat final. Rappelons que le calcul de l'erreur statistique est fondé sur une loi de type normale et que ce type d'événement a pour effet de remettre en cause l'approche de la distribution par cette loi.

A contrario, si aucun « accident statistique » ne se produit, l'ensemble des valeurs s'agrègent symétriquement autour de X_v et le résultat peut alors être considéré comme fiable vis-à-vis d'une loi normale et la pente (SLOPE) de la distribution est importante.

Là encore, il faudra systématiquement veiller à ce que la pente soit importante pour considérer le résultat du calcul comme fiable et ce, indépendamment du critère d'acceptabilité de l'erreur statistique (dans le code MCNPX un SLOPE minimum de 3 est préconisé pour valider les résultats).

6.14.3 Finalisation du résultat

Au terme du calcul, le résultat de l'estimateur est une moyenne sur l'ensemble des particules sources tirées. Par conséquent, la valeur annoncée est normalisée par particule source. Pour obtenir un résultat final, il y aura lieu de pondérer la valeur par un nombre de particules émises ou bien par un flux de

particules pour obtenir une valeur intégrée ou un débit de la grandeur recherchée estimée.

Par exemple, considérons que dans un problème, nous avons une source de ^{252}Cf d'activité A de 1 MBq. Conformément au § 6.4.1, l'énergie d'émission des neutrons par fission spontanée est échantillonnée sur la distribution du spectre de Watt correspondant. Imaginons que le résultat moyen de l'estimateur dosimétrique kerma \bar{K} soit 0,1 pGy/(particule source), le résultat mis en forme serait :

$$\dot{K} = 3600 \times \bar{K} \cdot A \cdot \dot{N}_A$$

avec \dot{N}_A le flux de neutrons par Bq de ^{252}Cf , soit $1,17 \cdot 10^{-1}$ n/s/Bq (cf. chapitre 4). Le facteur 3600 permet de convertir les secondes en heures. On obtiendrait donc finalement le débit suivant :

$$\dot{K} = 3600 \times 0,1 \cdot 10^{-12} \times 10^6 \times 1,17 \cdot 10^{-1} = 42 \text{ } \mu\text{Gy/h}$$

Par extension, si dans le problème nous avons des raies discrètes avec des pourcentages d'émission Γ_i le calcul de finalisation aurait conduit à l'expression suivante :

$$\dot{K} = 3600 \times \bar{K} \cdot A \cdot \sum_i \Gamma_i$$

Dans certains codes, il est possible de rentrer des facteurs de pondération « post-traitement », qui permettent une mise en forme immédiate du résultat (e.g. carte « fm » dans MCNP).

6.15 Différents types de codes Monte-Carlo utilisés en dosimétrie

Nous avons déjà détaillé certaines fonctionnalités et spécificités de deux codes mettant en œuvre la technique Monte-Carlo, utilisés dans des contextes de dosimétrie, radiophysique et radioprotection : EGS (avec sa version récente EGSnrc) et MCNP (avec son extension aux particules « exotiques » MCNPX). Il existe d'autres codes utilisés dans des contextes similaires dont une brève description en est faite ci-après.

TRIPOLI-4 [8] est un code à 3D développé par le CEA mettant en œuvre la méthode Monte-Carlo pour simuler le transport des neutrons, photons, électrons et positrons. Initialement dédié à la neutronique des cœurs de réacteur, ce code a récemment été implémenté avec la physique de la cascade électromagnétique. Son développement a commencé au début des années 1970. Il est écrit en C et C++. Tripoli-4 peut utiliser trois formats différents pour les sections efficaces : une représentation ponctuelle produite par le système NJOY pour les sections efficaces de neutron et de photon, une représentation en sections efficaces multi-groupes homogénéisées et auto-protégées produites par le code de cellule Apollo-2 ou en sections efficaces multi-groupes homogénéisées produites par Tripoli-4 lui-même pour les sections efficaces de neutrons. Enfin, une représentation multi-groupe avec tables de probabilités pour les sections

efficaces de neutrons. Les sections efficaces ponctuelles et les sections efficaces multi-groupes peuvent être, indépendamment ou ensemble, utilisées selon le cas d'application. Les sections efficaces ponctuelles des évaluations ENDF/B-VI, JEF-2, JEFF-3, JENDL3 peuvent aussi être, indépendamment ou au choix de l'utilisateur, utilisées selon les besoins.

Les sections efficaces calculées avec tables de probabilités permettent de mieux traiter le domaine non résolu. Avec des liaisons chimiques différentes, les sections efficaces de thermalisation des neutrons dans l'hydrogène pour l'eau, l'hydrogène pour le polyéthylène, le deutérium pour l'eau lourde et le carbone pour le graphite, sont préparées en fonction de la température.

PENELOPE (PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons) [33] a été développé par l'équipe de F. Salvat (Université de Barcelone) dans le but de suivre dans un premier temps uniquement les électrons et les positrons. Le transport des photons fut ajouté par la suite. L'un des avantages de ce code sur les précédents est sa réalisation récente qui incorpore un certain nombre de concepts physiques modernes et d'être plus précis avec une unité de conception plus grande et rigoureuse. De fait, ce code est particulièrement efficace pour le traitement du couplage photon-électrons aux faibles énergies (inférieur à 1 keV). Comme la plupart de ces codes, il est écrit en Fortran 77.

Le code **GEANT 4.0** [1] développé au sein du CERN se présente sous la forme d'une bibliothèque de données et d'outils que l'utilisateur peut combiner ensemble selon ses besoins spécifiques (*object-oriented technology*). La dernière version est écrite en C++ au lieu du Fortran habituellement utilisé par les autres codes évoqués dans ce chapitre. Il est très complet en ce qui concerne les types de particules qui sont suivies : photons, électrons, hadrons et ions.

6.16 Niveaux de complexité du modèle dosimétrique

Comme nous l'avons suggéré plus haut, l'intérêt de ces codes 3D est une possibilité quasi infinie quant à la modélisation de scènes. Cela étant, plus le modèle est complexe, plus le nombre d'objets est *a priori* important, ce qui impacte de façon importante le temps de calcul. Ajoutons que suivant l'existence ou non d'une IHM (interface homme machine) l'élaboration de géométrie complexe peut s'avérer longue et fastidieuse. Le niveau de complexité choisi dépendra de plusieurs facteurs : type de grandeur dosimétrique estimée, degrés de précision statistique attendue, temps imparti pour réaliser l'étude dans le cas d'un accident radiologique, par exemple, etc. Nous pouvons identifier trois approches avec des niveaux de complexité croissante : le modèle simplifié, le modèle avec fantôme anthropomorphique mathématique et le modèle avec fantôme voxelisé. Pour chacune de ces approches, des exemples ont été fournis au chapitre 3.

6.17 Application des codes Monte-Carlo pour des calculs relatifs aux dosimètres

Les codes Monte-Carlo interviennent également dans des calculs inhérents à l'élaboration, la qualification et l'étalonnage des dosimètres. Nous avons précédemment indiqué que l'estimateur « dose-impulsion » \bar{D}_{imp} , à quelques modulations près, peut tout à fait être utilisé dans un contexte de spectrométrie gamma.

Par ailleurs, comme expliqué au § 6.12.1, il est possible de déterminer le taux de réaction (n,p) dans un détecteur de neutrons à ^3He au moyen de l'estimateur fluence moyenne dans un volume $\bar{\Phi}_v$. Ceci permet entre autre de déterminer le rendement de ce type de détecteur pour un terme source donné (e.g. application aux sphères de Bonner décrite au chapitre 2).

À titre d'exemple, Girod *et al.* [13] montrent l'intérêt de l'utilisation d'un code Monte-Carlo dans l'étude de faisabilité d'un dosimètre d'ambiance pour des neutrons rapides, à partir d'un dosimètre RPL (verre radiophotoluminescent) de type SC-1 uniquement sensible aux photons.

Dans cette étude, le principe consiste à élaborer un dosimètre de « conversion » : le RPL est entouré de Cd pour favoriser les captures radiatives (n, γ) des neutrons thermiques. L'ensemble est disposé au centre d'un cylindre de polyéthylène chargé de ralentir les neutrons rapides à l'énergie thermique. Il s'agit donc de convertir les neutrons rapides en photons lisibles par le RPL. Le calcul Monte-Carlo va servir dans un premier temps à évaluer théoriquement la réponse du détecteur à différents termes sources neutroniques, pour déterminer si cette dernière peut être exploitée en terme de mesure de la grandeur opérationnelle recherchée et que celle-ci soit indépendante vis-à-vis de l'énergie des neutrons. Pour ce faire, un premier calcul de l'équivalent de dose ambiant $H_n^*(10)$ à 1 mètre de différents termes sources est effectué. Le dispositif : RPL + Cd + CH₂ est ensuite modélisé dans le code Monte-Carlo, en l'espèce, MCNP4b, également à 1 mètre de la source. Le dispositif tel que modélisé dans le code est présenté dans la figure 6.25.

Le calcul de l'équivalent dose ambiant dû aux photons au niveau du RPL (situé à 1 mètre de la source) est effectué au moyen de l'estimateur fluence dans un volume $\bar{\Phi}_v$. La réponse est calculée globalement sur l'ensemble du spectre de photons ; le rapport R suivant est alors estimé :

$$R = \left(\frac{H_n^*(10)}{\sum_{E_\gamma} \bar{\Phi}_v(E_\gamma) h_\Phi(E_\gamma)} \right)_{1\text{ mètre}} = \left(\frac{H_n^*(10)}{H_\gamma^*(10)} \right)_{1\text{ mètre}}$$

Le calcul par le code MCNP de l'équivalent de dose photonique est effectué par pondération de la fluence de photons par le facteur de conversion « fluence-équivalent de dose ambiant » *via* la couple de cartes DE/DF. En sachant que la réponse de ce type de verres est constante ($\pm 10\%$) sur une gamme d'énergie

de photons de 100 keV à 8 MeV et que l'énergie des gammas produits lors de la capture radiative sur le Cd n'exécède pas cette énergie haute.

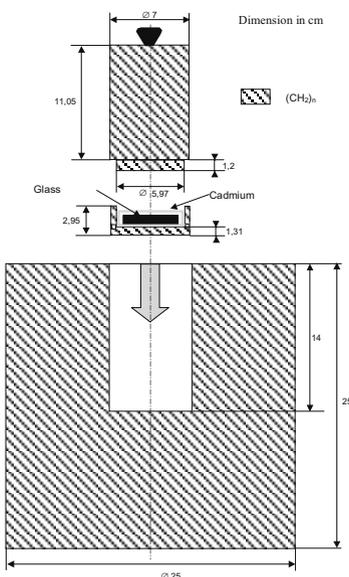


Figure 6.25 – Représentation du dispositif RPL + Cd + CH₂ du dosimètre d'ambiance pour les neutrons rapides à partir d'un RPL, tel que modélisé dans MCNP4b [13] (avec l'autorisation de Oxford University Press).

Les calculs ont été réalisés pour différentes sources neutroniques : de types monocinétiques et spectrales. Des neutrons monocinétiques de 265 et 565 keV issus de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ et de 1,8 MeV issu de la réaction ${}^{48}\text{Ti}(p,n){}^{48}\text{V}$, ainsi que des sources d'émission spectrale (α,n) émettant un spectre neutronique : Am-Be, Am-B et Am-Li (voir chapitre 4).

Une validation expérimentale a ensuite été effectuée pour l'ensemble de ces sources. Le rapport R pour l'ensemble des sources, pour les calculs théoriques et expérimentaux, est présenté dans la figure 6.26.

On constate que le rapport R est constant à plus ou moins 30 % sur la zone comprise entre 250 keV et 10 MeV, ce qui rend exploitable le dosimètre sur cette gamme d'énergie. En outre, on remarque un accord sensible entre les calculs théoriques de MCNP et les résultats issus des expérimentations.

Ajoutons que conjointement à l'utilisation de la bibliothèque ENDF-B/VI pour les neutrons, un certain nombre de données « spéciales » ont été utilisées pour ces calculs (données $S(\alpha,\beta)$ de la carte « MT »), qui prennent en compte les spécificités moléculaires dans le contexte de la diffusion des neutrons aux faibles énergies (en deçà de 2 eV), ce qui a pour effet la modification des sections efficaces de l'hydrogène du polyéthylène dans ce cas d'étude. À noter qu'il existe l'équivalent pour l'hydrogène de l'eau et le carbone dans le graphite.

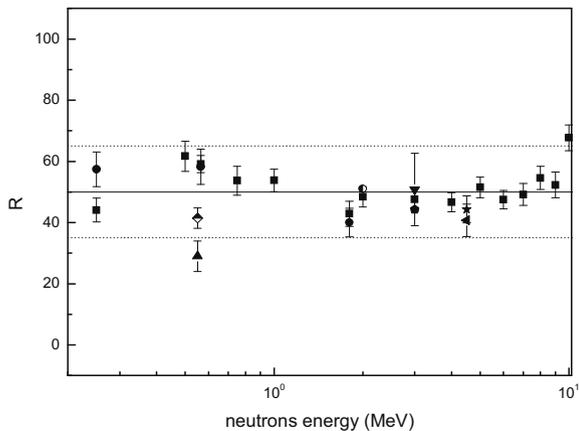


Figure 6.26 – Évolution du rapport R en fonction de l'énergie des neutrons entre 250 keV et 10 MeV. Le trait plein représente la valeur moyenne de $R = 50$, les traits pointillés, l'écart de plus ou moins 30 % autour de cette valeur ; ■ valeurs calculées par MCNP pour des neutrons monocinétiques ; ● valeurs mesurées autour d'accélérateurs produisant des neutrons quasi monocinétiques ; ◀ valeur mesurée pour une source $^{241}\text{Am-Be}$; ▼ valeur mesurée pour une source $^{241}\text{Am-B}$; ▲ valeur mesurée pour une source $^{241}\text{Am-Li}$; ★ valeur calculée par MCNP pour une source $^{241}\text{Am-Be}$; ◊ valeur calculée par MCNP pour une source $^{241}\text{Am-B}$; ◆ valeur calculée par MCNP pour une source $^{241}\text{Am-Li}$; ● valeur calculée par MCNP pour une source de fission de ^{235}U . D'après [13], avec l'autorisation de Oxford University Press.

6.18 Application des codes Monte-Carlo pour des calculs relatifs à la métrologie

L'utilisation en métrologie des rayonnements ionisants des codes de type Monte-Carlo a pris un essor ces dernières années pour plusieurs raisons : implémentation de modèles physiques de plus en plus performants, coûts et puissance des ordinateurs... Néanmoins, l'importance des approximations numériques qui y sont faites et l'incertitude inhérente aux sections efficaces, en particulier, à basses énergies, ne permettent pas d'atteindre la précision absolue requise en métrologie (inférieure ou de l'ordre du pour mille). En effet, des zones d'ombre subsistent dans le domaine des sections efficaces d'interaction, tout particulièrement pour les sections efficaces différentielles angulaires et en énergie. La modélisation du transport aux basses énergies manque parfois de fiabilité, que ce soit pour les transports des photons en dessous d'une dizaine de keV ou pour les électrons en dessous du keV. En effet, en deçà de ces énergies, il y a lieu de tenir compte des effets collectifs, de l'influence de la structure moléculaire, du champ électrique global, etc. [4]. Quant aux approximations numériques que nous avons suggérées, les carences liées à la méthode numérique dite *condensed history technique* [5] développée au § 6.10 avec

l'approximation CSDA (*constant slowing down approximation*) pour le transport des électrons peuvent apporter des biais significatifs lors des calculs liés à la métrologie.

Ces imperfections conduisent donc à utiliser les codes de type Monte-Carlo essentiellement pour calculer ou valider les coefficients de correction qui sont appliqués aux mesures expérimentales. Pour des raisons mathématiques évidentes, ces coefficients sont jusqu'à présent calculés avec de nombreuses hypothèses simplificatrices. L'utilisation de ce type de code permet donc d'obtenir des valeurs correctives plus exactes ou inaccessibles par les méthodes traditionnelles. À noter que ces coefficients de correction sont en principe proches de 1.

Pour illustrer ce propos, prenons l'exemple de la chambre d'ionisation à partir de laquelle on accède au kerma dans l'air au moyen de la relation suivante (cf. chapitre 2) :

$$K_{\text{air}} = \frac{Q_{\text{gaz}}}{m_{\text{air}}(1 - \bar{g}_{\text{air}})} \left(\frac{W}{e} \right)_{\text{air}} \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\text{air}}^{\text{paroi}} \left(\frac{\bar{\mu}_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{paroi}}^{\text{air}} \frac{1}{A_{\text{wall}}} \quad (\text{Gy})$$

avec K_{air} le kerma dans l'air au centre de la chambre en l'absence de celle-ci. Q_{gaz} est la charge libérée dans la masse d'air m_{air} du volume sensible de la chambre, \bar{g}_{air} est la fraction d'énergie de l'électron perdue par freinage lors du ralentissement dans l'air, $(\bar{S}/\rho)_{\text{air}}^{\text{paroi}}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt massique dans la paroi sur celui de l'air, $(\bar{\mu}_{\text{en}}/\rho)_{\text{paroi}}^{\text{air}}$ est le rapport des coefficients d'absorption massique en énergie moyenné sur le spectre photonique de l'air sur la paroi, enfin A_{wall} est le facteur de correction qui prend en compte les effets de diffusion et d'atténuation de la fluence du champ de photons dans la paroi. Ce terme proche de 1 peut être décrit comme le produit de deux facteurs [32] : $A_{\text{wall}} = A_{\text{sc}} A_{\text{at}}$. Le facteur A_{sc} est le facteur responsable de l'augmentation de la réponse due à la diffusion des photons dans la paroi (on y verra d'ailleurs une analogie avec le facteur d'accumulation build-up). Ce facteur est calculé à partir de l'énergie totale déposée dans le gaz de la cavité $(\overline{\Delta\epsilon})_{\text{air}}$ qui s'exprime comme suit :

$$(\overline{\Delta\epsilon})_{\text{air}} = \sum_i (\epsilon_i^{\text{p}} + \epsilon_i^{\text{sc}})$$

avec ϵ_i^{p} l'énergie déposée lors de la première interaction du photon i , ϵ_i^{sc} l'énergie déposée par les interactions suivantes du photon i . le facteur A_{sc} est alors déterminé comme suit :

$$A_{\text{sc}} = \frac{(\overline{\Delta\epsilon})_{\text{air}}}{\sum_i \epsilon_i^{\text{p}}} \geq 1$$

Le facteur A_{at} est responsable de l'atténuation du champ de photons primaires dans la chambre. Il tient compte du nombre de libres-parcours moyens d_i de chaque photon i jusqu'au point d'interaction dans la chambre. Il est donc calculé de la façon suivante :

$$A_{sc} = \frac{\overline{(\Delta \epsilon)}_{air}}{\sum_i (\epsilon_i^p + \epsilon_i^{sc}) \exp(d_i)} \leq 1$$

On trouvera une similitude évidente avec le calcul de transmission $T(\mu x, E_\gamma)$ fondé sur l'approximation de l'atténuation en ligne droite que nous avons utilisé pour caractériser l'atténuation des photons dans la paroi au chapitre précédent. Ces calculs ont été réalisés au moyen du code Cavity, code dédié spécifiquement à l'étude des réponses des chambres d'ionisation. Pour effectuer ces calculs, il est donc nécessaire de suivre « pas à pas » chaque interaction de chaque histoire. On notera qu'entre autre, une technique de réduction de variance a consisté à forcer les photons diffusés à interagir une seconde fois (technique de la collision forcée cf. § 6.5). Ajoutons enfin que les deux composantes A_{sc} et A_{at} ont été calculées séparément afin de limiter *in fine* l'incertitude statistique sur le produit A_{wall} .

Pour illustrer les résultats des calculs de ce coefficient de correction, considérons que nous avons idéalement une chambre équivalent-air ; dans ce cas, le théorème de Fano prévoit

$$R_{cav} = \left(\frac{\overline{S}}{\rho} \right)_{air}^{paroi} \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{paroi}^{air} = 1$$

Étudions maintenant la réponse obtenue par calcul et qui intègre le facteur de correction A_{wall} : $R = R_{cav} A_{wall}$. Les figures 6.27 donnent les variations du rapport R/A_{wall} et de A_{wall} en fonction de la profondeur et le rayon intérieur pour deux chambres d'ionisation cylindriques à paroi carbone et pour un faisceau parallèle et une source ponctuelle de ^{60}Co .

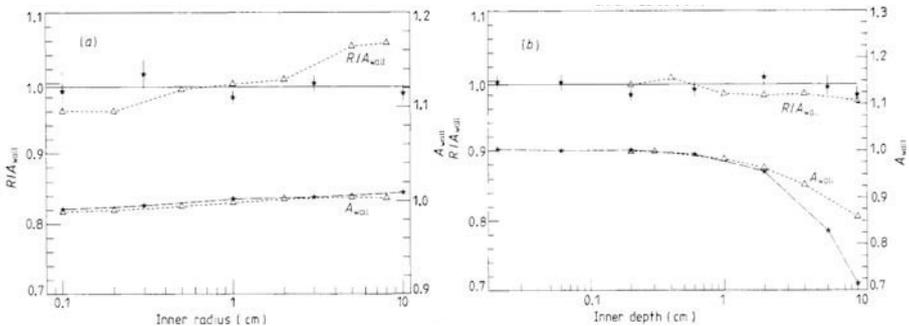


Figure 6.27 – Rapport R/A_{wall} et le facteur correctif A_{wall} pour un faisceau parallèle de ^{60}Co (épaisseur paroi carbone = $0,5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$) (épaisseur paroi carbone = $0,55 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$) – masse volumique du carbone = $1,83 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$: a) pour une chambre d'ionisation de 3 mm de profondeur ; b) pour une chambre d'ionisation de 1 cm de rayon interne. D'après [32].

Dans la figure 6.27b, pour des profondeurs importantes, la différence entre A_{wall} provient de la différence de source. Nous constatons que le rapport R/A_{wall} s'écarte de l'unité en particulier pour le cas du faisceau parallèle de ^{60}Co .

CI 6.1 : Distribution de la dispersion en énergie de Landau [25] pour le calcul de l'énergie effective perdue lors d'une étape

Bien qu'en moyenne on puisse calculer l'énergie dissipée par collision sur un trajet au moyen de la formule de Bethe-Block en approximation CSDA, les écarts importants sur l'énergie communiquée au milieu (80 % des énergies inférieures à cette valeur moyenne et quelques rares exceptions où l'énergie transférée peut atteindre la moitié de l'énergie de l'électron incident) confère à cette approche, un caractère extrêmement approximatif quant à la caractérisation du dépôt d'énergie. Il y a de fait une dispersion importante de l'énergie « effective » perdue autour de cette valeur moyenne prédite par le pouvoir d'arrêt. Dans le cas d'absorbant de faible épaisseur (i.e. de l'ordre de s dans une étape), le nombre limité de collisions empêche d'appliquer le théorème central limite. De plus, la possibilité d'avoir une énergie communiquée transmise grande devant l'énergie moyenne implique une distribution de type asymétrique, dont l'énergie la plus probable n'est pas l'énergie moyenne prédite par le pouvoir d'arrêt (que nous appellerons ici $\bar{\Delta}$). La figure 1 donne une représentation typique de ce type de distribution.

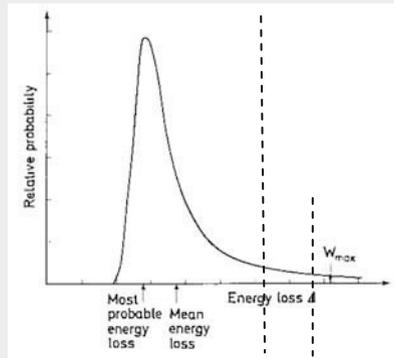


Figure 1 – Distribution asymétrique typique de l'énergie perdue par collision dans un absorbant de faible épaisseur [27].

La donnée qui détermine la forme exacte de cette distribution et qui correspond à un critère d'asymétrie est le rapport :

$$\kappa = \frac{\bar{\Delta}}{W_{\max}}$$

ratio de l'énergie moyenne perdue par collision et le maximum d'énergie susceptible d'être transmis ($W_{\max} \approx T$). L'énergie moyenne est obtenue, comme nous l'avons dit, par la formule de Bethe-Block à l'énergie de l'électron incident considéré, qui pour des raisons pratiques est « épluchée » de son terme logarithmique :

$$\bar{\Delta} = 2\pi N_a \tau_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 s$$

avec s le parcours de l'étape (n) considérée. Landau a calculé la distribution de perte d'énergie pour $\kappa \leq 0,01$ (ce qui est typiquement l'ordre de grandeur que l'on peut rencontrer pour les électrons) moyennant les hypothèses suivantes : le maximum d'énergie transmissible est en théorie infini ($W_{\max} \rightarrow \infty \Rightarrow \kappa \rightarrow 0$), les échanges d'énergie sont suffisamment grands devant les énergies de liaison pour considérer que les électrons sont libres (diminution de la vitesse de l'électron primaire). La distribution est exprimée alors comme suit :

$$f(s, \Delta) = \frac{\varphi(\lambda)}{\bar{\Delta}} \quad \text{où} \quad \varphi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin(\pi u) du$$

$$\text{avec : } \lambda = \frac{1}{\Delta} \left[\bar{\Delta} - \bar{\Delta} (\ln \bar{\Delta} - \ln \varepsilon + 1 - C) \right] \quad \text{et} \quad \ln \varepsilon = \ln \left[\frac{(1 - \beta^2) I^2}{2m_e c^2 \beta^2} \right] + \beta^2$$

C constante d'Euler ($C = 0,577\dots$). La quantité ε est le minimum d'énergie transférée permis par l'hypothèse 2, la fonction $\varphi(\lambda)$ est calculée et tabulée par bande d'énergie pour plusieurs valeurs de λ . En raison de l'asymétrie de la distribution de Landau, la valeur la plus probable est différente de la valeur moyenne $\bar{\Delta}$ et vaut :

$$\Delta_{\text{mp}} = \bar{\Delta} \left(\ln \left(\frac{\bar{\Delta}}{\varepsilon} \right) + 0,198 - \delta \right)$$

L'effet de densité δ y a été rajouté. À noter que dans le code MCNP les effets d'énergie de liaison des électrons (hypothèse 2) sont pris en compte et l'approche de Landau est légèrement modifiée par [7].

**CI 6.2 : Approche de Goudsmit-Saunderson
pour la théorie de la diffusion multiple**

Approche multidiffusion développée entre autres dans le code MCNP pour calculer l'angle de diffusion de l'électron pour chaque sous-segment s_m d'une étape :

$$p(s_m, \mu) = \sum_{n=0}^{n=\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) \exp(-s_m G_n) P_n(\mu) \text{ avec :}$$

$$G_n = 2\pi\rho_a \int_1^{-1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (1 - P_n(\mu)) d\mu$$

où $\mu = \cos\theta$, $(d\sigma/d\Omega)$ est la section efficace différentielle pour qu'un électron soit émis dans un angle solide compris entre Ω et $\Omega + d\Omega$, ρ_a est la densité atomique. Les termes $P_n(\mu)$ sont les polynômes de Legendre d'ordre n , ils sont définis par l'expression suivante :

$$P_l(x) = \frac{1}{n! 2^n} \frac{d^n}{dx^n} \left((x^2 - 1)^n \right)$$

À noter qu'en pratique, un ordre 5 est typiquement suffisant pour caractériser la fonction de probabilité. Une probabilité cumulée discrète est ensuite calculée (la gestion « multi-groupe » conduit à une distribution discrète d'angles).

$$P(x_s, \cos \theta_k) = \sum_{-1}^{\cos \theta_k} p(x_s, \cos \theta)$$

Au moyen d'un nouveau nombre aléatoire, l'angle de déviation est déduit :

$$P(x_s, \cos \theta_{k-1}) \leq \xi < P(x_s, \cos \theta_k)$$

Dans ce cas, l'angle de déviation est θ_k pour un intervalle de déviation compris entre $(\Delta\theta)_k = \theta_k - \theta_{k-1}$.

Références

- [1] Agostinelli S, Allison J, Amako K, Apostolakis J *et al.* (2003) Geant4 – a simulation toolkit. *Nucl Instrum Meth A* Vol. 506, 3, 250-303.
- [2] Antoni (2004) communication privée.
- [3] Antoni (2008) communication privée.
- [4] Barthe J, Gouriou J, Daures J, Ostrowsky A, Bordy JM (2003) Utilisation des codes de Monte-Carlo en métrologie des rayonnements ionisants. Congrès SFRP sur les codes de calculs appliqués à la radioprotection, radiophysique et dosimétrie.
- [5] Berger MJ (1963) Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. *Methods in Computational Physics* Vol. 1, ed B Alder, S Fernbach and Rotenberg (New York Academic), 135-215.
- [6] Bielajew AF, Rogers DWO, Nahumt AE (1985) The Monte Carlo simulation of ion chamber response to ^{60}Co -resolution of anomalies associated with interfaces. *Phys Med Biol* Vol. 30, No. 5, 419-427.
- [7] Blunk O (1950) *Leisgang S Z Phys.*
- [8] Both JP, Mazzolo A, Petit O, Penelieu Y, Roesslinger B (2003) User Manual for version 4.3 of the TRIPOLI-4 Monte Carlo method particle transport computer code, CEA-Report: CEA-R-6044.
- [9] Briesmeister JF Ed (1997) MCNP - A general Monte Carlo N- Particle Transport Code version 4B (Los Alamos National Laboratory) Report LA-12625-M.
- [10] Chadwick MB, Oblozinsky P, Herman M *et al.* (2006) ENDF/B-VII.0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology. *Nuclear Data Sheets* Vol. 107, 12, 2931-3060.
- [11] Cullen DE *et al.* (2004) Sampling ENDL Watt fission spectra. Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-TR-203251.
- [12] Furtoss C (2006) Conception et développement d'un fantôme anthropomorphe équipé de détecteurs dans le but d'évaluer la dose efficace à un poste de travail. Université Paris XI UFR scientifique d'Orsay, thèse.
- [13] Girod M, Bourgeois L, Cornillaux G, Andre S, Postaük J (2004) Study and presentation of a fast neutron and photon dosimeter for area and criticality monitoring using radiophotoluminescent glass. *Radiat Prot Dosim* Vol. 112, No. 3.
- [14] Goudsmit S, Saunderson JL (1940) Multiple Scattering of Electrons. *Phys Rev* 57, 24.
- [15] Hendricks JS (2003) MCNPX Model/Table Comparison. Report LA-14030. Los Alamos.
- [16] Hirayama H, Namito Y, Bielajew AF, Wilderman SJ, Nelson WR (2005) The EGS5 Code System. SLAC-R-730 and KEK Report 2005-8.
- [17] Howerton RJ *et al.* (1975) The LLL Evaluated Nuclear Data Library (ENDL): Evaluation Techniques, reaction, index, and description of individual evaluations, UCRL-50400, Vol 15, part A, Lawrence Livermore National Laboratory.
- [18] ICRP (1995) Conversion coefficients for Use in Radiological Protection Against External Radiation, publication 74.
- [19] ICRU (1998) Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. Publication 57.

- [20] Kalos M (1983) A Third Monte Carlo Sampler, LA-9721-MS by CJ Everett and ED Cashwell, Los Alamos National Laboratory.
- [21] Kawrakow E, Rogers DWO (2000) The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport, NRCC Report PIRS-701, National Research Council of Canada.
- [22] Kawrakow, Mainegra-Hing E, Rogers DWO, Tessier F, Walters BRB (2010) The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport I. NRCC Report PIRS-701.
- [23] Khan H (1954) Applications of Monte-Carlo USAEC Report AECU-3259, Rand Corp.
- [24] Koblinger L (1975) Direct sampling from Klein-Nishina distribution for photon energies above 1.4 MeV. *Nucl Sci Eng* Vol. 56, 2, 218-219.
- [25] Landau L (1944) *J Phys (USSR)* 8, 201.
- [26] Lehmer DH (1951) Mathematical Methods in Large Scale Computing Units, Proceedings of the 2nd Symposium on Large Scale Digital Calculating Machinery, Cambridge, University Press, 141-146.
- [27] Leo WR (1994) Techniques for nuclear and particle physics experiments, a how-to-approach, Springer Verlag.
- [28] Métivier H éd. (2006) *Radioprotection et ingénierie nucléaire*. EDP sciences.
- [29] Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO (1984) The EGS System, Version 4, Stanford Linear Accelerator.
- [30] Profio AE (1979) *Radiation Shielding and Dosimetry*. John Wiley & Sons, New York.
- [31] Reynaert N, Palmans H, Thierens H, Jeraj R (2002) Parameter dependence of the MCNP electron transport in determining dose distributions. *Med Phys* 29 (10).
- [32] Rogers DWO, Bielajew AF, Nahum AE (1985) Ion chamber response and A_{wall} correction factors in a ^{60}Co beam by Monte Carlo simulation. *Phys Med Biol* Vol. 30, No. 5, 429-443.
- [33] Salvat F, Fernandez-Varea JM, Acosta E, Sempau J (2001) PENELOPE, A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. Proceedings of a Workshop/TrainingCours, OECD/NEA.
- [34] Suteau C, Chiron M, Luneville L, Berger L, Huver M (2003) MERCURE : un code 3D industriel de propagation des gammas par la méthode d'atténuation en ligne droite. Applications en radioprotection. Codes de calcul en dosimétrie radiophysique et radioprotection. Congrès de la SFRP Sochaux.
- [35] Shultis JK, Faw RE (2000) Radiation Shielding. American Nuclear Society, Inc. The Jeff-3.1.1 Nuclear Data Library – NEA.
- [36] Waters LS (2002) MCNPX User's Manual, Version 2.4.0, LA-CP-02-408, Los Alamos National Laboratory.
- [37] Wilken B, Fritz TA (1976) Energy distribution functions of low energy ions in silicon absorbers measured for large relative energy losses. *Nucl Instrum Meth* Vol 138, Issue 2, pp 331.
- [38] Wood J (1982) *Computer Methods in reactor shielding*. Pergamon Press.
- [39] X-5 Monte Carlo Team (2003) MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Volume I: Overview and Theory, LA-UR-03-1987.

Index

- Accélérateurs d'ions, 287, 292, 361
- Accélérateurs de deutons, 289
- Accélérateurs de protons, 171, 198, 293, 297
- Accélérateurs d'électrons, 265, 277, 301, 334, 358
- Accélérateurs médicaux, 286
- Activité à saturation, 296
- Analyse multi-groupe, 423
- Atténuation en ligne droite, 337, 433

- Babyline, 95
- Bremsstrahlung (voir rayonnement de freinage)
- Briques chevronnées, 366
- Build-up, 75, 324
 - de Berger, 327
 - de Taylor, 325

- Calorimètre, 63
- Capture radiative, 103, 262
- Captures de type (n,p) et (n, α), 104
- Casemate, 314
- Cavité
 - intermédiaire, 98
 - large, 97, 134
- Chaleur de réaction, 243
- Chambre à fission, 115
- Chambre d'ionisation, 62, 89, 91, 115, 203
- Chambre à paroi équivalent-air, 96
- Champ de rayonnement, 9, 19, 27, 162, 430
- Champ expansé et unidirectionnel, 177
- Champs primaire, 57, 202, 208
- Chicane, 344, 354

- Coefficient d'absorption massique en énergie, 78
- Coefficient d'atténuation
 - linéique, 74
 - massique, 74, 320
- Coefficient de conversion, 54, 81, 162, 187, 208
- Coefficient de transmission, 74
- Coefficient d'étalonnage, 62, 205, 222
- Coefficient massique de transfert en énergie, 78
- Collision élastique, 100
- Combustibles en refroidissement, 259
- Compteurs proportionnels équivalents tissus, 8, 38
- CSDA, 419, 445, 459

- Débit de dose absorbée, 7, 13, 56, 90, 135, 170, 210
- Débit de fluence, 28
 - angulaire, 30
 - énergétique, 29
- Débit de kerma, 13, 80, 96, 109, 272
- Densité massique d'atome, 108
- Détecteur à paroi équivalente, 92
- Détecteur solide de traces, 214
- Détecteur radiophotoluminescent (RPL), 216
- Diffusion inélastique, 102, 262
- Distribution de dose, 176
- Distribution spectrale en énergie, 21
- Dose absorbée à l'organe, 151, 160
- Dose dans les tissus, 57, 60, 102, 151, 181
- Dose déposée totale, 2, 6, 12
- Dose efficace, 153, 169, 178, 186, 198, 224, 249, 372, 445

- Dose équivalente, 151, 153, 159, 179, 183, 186, 200, 224, 345
 Dose moyenne, 63, 111, 151, 156, 162, 201, 228, 429, 439, 445
 Dosimètre relatif, 95
 Dosimètre absolu, 43, 62, 65, 96, 185
 Dosimètre chimique de Fricke, 64
 Dosimètre de transfert, 203
 Dosimètre électronique
 à semi-conducteur, 218
 Dosimètre individuel, 213
 Dosimètre passif, 213
 Dosimètre radiophotoluminescent, 214
 Dosimètre thermoluminescent, 214

 Effet de ciel, 314, 348
 Effet de création de paire, 73
 Effet de deutérisation, 289
 Effet de la cathode froide, 265
 Effet déterministe, 150, 168, 169
 Effet photoélectrique, 69
 Effet stochastique, 150
 Efficacité biologique relative, 1, 15
 Électron Auger, 417
 Électron Compton, 68
 Énergie communiquée, 5, 11, 51, 60, 63, 89, 107, 132
 Énergie critique, 44
 Énergie linéale, 8, 97, 176
 Énergie moyenne des électrons, 71, 77, 82
 Énergie radiante, 20
 Énergie spécifique, 6
 Énergie transférée, 11, 45, 66, 73, 83, 99, 106, 136, 150, 189, 214, 437, 459
 Épaisseur dixième, 321, 349
 Équilibre électronique, 85
 Équivalent de dose, 174, 177, 179, 183, 188, 301
 Équivalent-tissu, 62, 64
 Estimateur dose-impulsion, 438
 Estimateur du point détecteur, 430
 Estimateur fluence, 429
 moyenne à travers une surface, 431
 moyenne dans un volume, 430
 point-détecteur, 431
 Estimateur kerma, 436
 Facteur d'accumulation (voir build-up)
 Facteur de pondération, 151, 153

 Facteur de qualité, 8, 152, 174-176
 Facteur d'étalonnage, 203
 Facteurs de transmission photons, 330
 Faisceau diffusé, 338
 Faisceaux étalons, 202
 Faisceaux étroits, 319
 Faisceaux larges, 321
 Fantôme anthropomorphique, 112, 158, 415
 Fantôme voxélisé, 172, 228, 453
 Fission, 4, 23, 115, 152, 193, 216, 222, 245, 251, 280, 353, 399, 452
 Fluence, 1, 27, 188
 différentielle en énergie, 29
 d'un disque, 40
 énergétique, 29
 moyenne, 28
 Flux de particules, 21
 Flux d'énergie radiante, 22
 Force de Coulomb, 45, 46
 Fuite de rayonnement, 364
 Fusion, 244, 289, 300

 Générateur de nombre aléatoire, 389
 Générateur de rayons X, 273, 332
 Géométries d'irradiation, 157
 Grandeur radiométrique, 28
 Grandeurs de protection, 157

 Interaction coulombienne et excitation, 11
 Interaction d'ions avec la matière, 361

 Katz et Penfold, 58
 Kerma, 1
 Kerma de multi-collision, 110
 Kerma de première collision, 106
 Kerma des photons de freinage, 269
 Kerma moyen, 12, 133
 Klein et Nishina, 69, 129
 Klystrons, 298
 Knock-on, 417

 Laboratoire primaire, 202
 Laboratoire secondaire, 205
 Laser ultra-haute intensité, 299
 Lésion radio-induite, 14
 Libre parcours moyen, 74
 Limite réglementaire, 168
 Long compteur, 115

- Méthode de Monte-Carlo, 387
Microdosimétrie, 4
MOx, 259
Mur primaire, 314
Mur secondaire, 314
Neutron albedo, 215, 216
Neutron prompt, 251
Opération de raccordement, 205
Ozone, 367
Paire électron-trou, 44
Paroi équivalent-tissu, 92, 95, 210
Pastilles à activation, 117
Photoélectron, 66
Photon prompt, 255
Photoneutron, 280
Pic de Bragg, 447
Porte chicanée, 365
Potentiel moyen d'excitation, 49
Pouvoir d'arrêt massique, 49, 57, 142, 270, 368, 440
Produits d'activation, 294
Radimètre, 92
Rayonnement de freinage, 51, 78, 266, 318, 340, 373, 417
Rayonnement diffusé, 68, 185, 203, 208, 314, 339, 365
Rayonnement direct, 314
Rayonnements directement ionisants, 11
Rayonnements indirectement ionisants, 11
Rayonnements X, 66
Rayonnements X de fluorescence, 417
Réaction nucléaire, 242
Réaction photonucléaire, 280
Relation de Bragg-Gray, 90, 132
Rendement de fission, 256
Rendement de freinage, 270
Réponse angulaire, 209, 217
Réponse en énergie, 209, 214, 217, 219, 221
Rétrodiffusé, 47
Section efficace
 Compton, 69, 129
 macroscopique, 74, 101, 126
 microscopique, 105, 126
 photoélectrique, 67
Source volumique, 336
Source (α,n), 246
Source (γ,n), 249
Spectre de Watt, 252, 394
Spectromètre à protons de recul, 118
Sphère ICRU, 61, 177, 197
Syndrome d'irradiation aiguë, 168
Technique de la collision forcée, 406
Technique de réduction de variance, 413, 431
Théorème de Burlin, 98
Théorème de Fano, 95
Théorie de la diffusion multiple, 423
Transfert linéique d'énergie (TLE) infini, 3
Transfert linéique d'énergie, 1, 12, 138, 175
Transmission pour les neutrons, 351
Transmission pour les photons, 336
Transmission pour un spectre de freinage, 332
UOx, 259
Zones intermittentes, 362
Zonage radiologique, 224