



FACULTÉ
DES SCIENCES



UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

**Validation de la réponse du détecteur de neutrons WENDI-2
dans un faisceau de neutrons quasi-monoénergétiques pour
son utilisation dans un centre de protonthérapie**

Thèse présentée par David Ndayizeye

en vue de l'obtention du grade académique de docteur en
Sciences

Année académique 2018 -2019

Sous la direction du Professeur Gilles De Lentdecker,
promoteur
et du Professeur Alain Dubus,
co-promoteur

Service de Physique des Particules
Interuniversity Institute for High Energies (IIHE)

Jury de thèse :

Gilles De Lentdecker (ULB, Promoteur)
Laurant Favart (ULB, Président)
Simona Toscano (ULB, Secrétaire)
Nicolas Pauly (ULB, membre)
Isabelle Gerardy (IRISIB, membre)
Frédéric Stichelbaut (IBA, membre)



Remerciements

J'aimerais tout d'abord prendre quelques lignes avant d'entamer la présentation de cette thèse, pour rendre hommage à feu Monsieur Alain Dubus, Professeur à l'École Polytechnique de Bruxelles (ULB), et co-promoteur de cette thèse qui est parti tout juste avant la finalisation de ce travail. Qu'il repose en paix. Ses encouragements, suggestions et ses conseils durant les années de ma thèse m'ont été d'une grande importance.

Mes vifs remerciements s'adressent ensuite à Monsieur Gilles De Lentdecker, qui, malgré ses nombreuses préoccupations a accepté de diriger cette thèse. Ses conseils judicieux, son soutien, sa disponibilité et ses encouragements m'ont permis d'aller jusqu'au bout malgré les conditions difficiles de mon travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère gratitude.

Je remercie ensuite Mr Laurent Favart et Simone Napolitano, respectivement président et membre du comité d'accompagnement, qui tout au long de ce travail, n'ont cessé de me guider avec des suggestions pertinentes qui ont permis l'aboutissement et l'amélioration de ce travail.

J'adresse également mes remerciements à tous les membres du jury, pour avoir accepté d'examiner ce travail et d'avoir contribué à son amélioration.

J'exprime ma profonde reconnaissance au professeur Pierre Marage, qui au premier contact m'a guidé pour trouver un promoteur qui a bien accepté de diriger cette thèse. Son aide a été d'une importance inestimable pour débiter ce travail. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.

Un grand merci également au personnel de l'IIHE qui n'a cessé de répondre à mes nombreuses sollicitations durant le déroulement de ce travail.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous mes collègues étudiants durant mes années de thèse, plus particulièrement à Florian Zenoni et Thierry Maerschalk, qui m'ont aidé à me familiariser avec des notions de programmation ainsi que le programme de simulation Monte Carlo de transport des particules de GEANT4 que j'ai utilisé dans ce travail. Merci également à Valérie De Smet pour avoir accepté de répondre à mes nombreuses sollicitations sur des questions en rapport avec la protonthérapie, ainsi que de m'avoir fait participer aux mesures expérimentales effectuées au centre du Laboratoire Theodor Svedberg (TSL) à Uppsala en suède.

Mes remerciements s'adressent aussi au personnel du TSL, plus particulièrement

à Alexander Prokofiev, pour avoir répondu à de nombreuses sollicitations durant l'analyse des mesures d'irradiation que nous effectuées dans ce centre.

Enfin, je tiens à adresser mes sincères remerciements à toute ma famille pour leurs soutiens et encouragements qui m'ont beaucoup aidé durant toutes ces années de thèse.

A tous ceux qui de loin ou de près ont contribué d'une façon ou d'une autre à l'aboutissement de cette thèse, je leur dis sincèrement merci.

Résumé

La radiothérapie est l'une des techniques utilisées pour le traitement des tumeurs cancéreuses. Cette technique utilise un nombre varié de rayonnements, avec des avantages et inconvénients qui dépendent des caractéristiques physiques de ces derniers. La radiothérapie utilisant des faisceaux de protons d'énergie entre 50-250 MeV, appelée communément "protonthérapie", est une technique innovante et très prometteuse, elle permet de traiter efficacement des tumeurs cancéreuses tout en préservant le plus possible les tissus sains environnants. Elle a le grand avantage de pouvoir concentrer la dose de traitement de manière très efficace et très précise dans le volume tumoral, avec moins de dose aux tissus sains et aux organes radiosensibles proches de la tumeur ou traversés par le faisceau d'irradiation. Ainsi, on diminue de manière significative la récurrence cancéreuse en donnant une dose létale à la tumeur, et également on évite des cancers radio-induits par l'administration d'une dose acceptable aux tissus sains du patient.

Cependant, lors de leur traversée dans la matière (matériaux des installations d'un centre de protonthérapie ou les tissus du patient), les protons peuvent avoir des interactions nucléaires, et des rayonnements secondaires, tels que des neutrons très énergétiques jusqu'à l'énergie maximale des protons d'irradiation peuvent être créés. Pour atténuer le flux de particules secondaires ainsi créées et pour que les doses reçues par les personnes se trouvant aux alentours de l'installation soient les plus faibles possibles et en conformité avec la réglementation en matière de radioprotection, d'importants blindages doivent être construits dans les centres de protonthérapie. Avant leur construction, ces blindages sont d'abord simulés numériquement par des méthodes Monte Carlo de simulation avec des programmes tels que MCNPX, FLUKA, PHITS, GEANT4, etc.

En outre, une fois que le centre de protonthérapie est opérationnel, malgré ces blindages de protection, des mesures sont régulièrement effectuées pour estimer la dose d'ambiance, ainsi que la dose reçue par le personnel. Des dosimètres tels que des MOSFETs sont utilisés pour la dosimétrie individuelle des neutrons. En ce qui concerne la dosimétrie d'ambiance, plusieurs techniques ont été développées. On peut citer l'exemple d'un compteur proportionnel appelé "WENDI-2", qui possède une bonne sensibilité aux neutrons.

Dans cette thèse, nous présentons les travaux que nous avons menés pour la validation avec des simulations Monte Carlo de GEANT4 de la réponse de ce

détecteur en fonction de l'énergie des neutrons. La 1^{ère} validation se focalise sur la comparaison de GEANT4 avec d'autres codes de la littérature. La fonction de réponse de WENDI-2 montre des variations lorsque différents modèles physiques (ou codes) sont utilisés dans les simulations. Ensuite, des mesures expérimentales ont été confrontées aux simulations de GEANT4, et les résultats ont été interprétés avec différents modèles physiques.

Summary

Radiotherapy is one of the techniques used for the treatment of cancerous tumors. This technique uses a various number of radiations, with advantages and disadvantages depending on the physical characteristics of the latter. Radiotherapy that uses proton beams with energy from 50 MeV to 250 MeV commonly known as “protontherap” is an innovative and highly promising technique, because it can effectively treat cancerous tumors while preserving the surrounding healthy tissues as much as possible. It has a great advantage of being able to focus the treatment dose very efficiently and accurately in the tumor volume, with less dose to healthy tissues and radiation-sensitive organs close to the tumor or crossed by the irradiation beam. Thus, cancerous recurrence is strongly reduced by giving a lethal dose to the tumor, and radiation-induced cancers are also avoided by the administration of an acceptable dose to the healthy tissues of the patient.

However, when they pass through the material (material of the protontherapy facility or the patient's tissues), the protons may have nuclear interactions, and secondary radiation, such as very energetic neutrons up to the maximum energy of the primary irradiation protons can be created. To reduce the flow of particles thus created and to ensure that the doses received by people in the area of the installation are as low as possible, and in compliance with the radioprotection regulations, significant shielding must be built in the prototherapy centers. Before their construction, these shields are first simulated numerically by Monte Carlo method with programs such as MCNPX, FLUKA, PHITS, and GEANT4, etc. In addition, despite these shielding, measurements are regularly made in working area to estimate the ambient dose and the dose received by the staff. Dosimeters such as MOSFETs are used for individual neutron dosimetry. For ambient dose, various techniques have been developed, among which a detector called WENDI-2 has a good neutron sensitivity.

In this thesis, we present the work that we carried out for the validation with GEANT4 Monte Carlo simulations of the response of this detector as a function of the neutron energy. The first validation focuses on the comparison of GEANT4 with other codes in literature. The WENDI-2 response function shows variations when different physical models (or codes) are used in the simulations. Then, experimental measurements were compared to the GEANT4 simulations, and the results were interpreted with different physical models.

Table des Matières

Introduction générale	1
Chapitre I. La radiothérapie.....	6
I.1. Introduction sur les cancers.....	6
I.2. Généralités sur la radiothérapie.....	6
I.2.1. Les rayonnements ionisants en radiothérapie.....	7
I.2.2. Les grandeurs de dosimétrie et radioprotection.....	8
I.2.2.1. Les grandeurs physiques	8
I.2.2.1.1. Fluence particulaire	8
I.2.2.1.2. La fluence énergétique.....	9
I.2.2.1.3. Le flux.....	9
I.2.2.1.4. Transfert d'énergie linéique (TEL).....	9
I.2.2.1.5. Kerma.....	10
I.2.2.1.6. Dose absorbée.....	11
I.2.2.1.7. Débit de dose.....	11
I.2.2.1.8. L'efficacité biologique relative (EBR).....	12
I.2.2.2. Les grandeurs de protection	12
I.2.2.2.1. Dose équivalente.....	12
I.2.2.2.2. Dose efficace.....	15
I.2.2.3. Grandeur opérationnelle : Equivalent de dose ambient H*(d).....	15
I.2.3. La physique des rayonnements sur la matière biologique.....	17
I.2.4. Le traitement par rayonnements ionisants.....	21
I.2.5. Rappel sur l'historique et l'évolution de la radiothérapie.....	21
I.3. Introduction générale sur la protonthérapie.....	26
I.3.1. L'historique de la protonthérapie.....	26
I.3.2. Propriétés et avantages des protons en radiothérapie.....	28
I.3.3. Production, et mise en forme du faisceau en protonthérapie.....	31
I.3.3.1. Le transport de faisceau.....	31
I.3.3.2. Technique de diffusion passive.....	33
I.3.3.2.1. Étalement du pic de Bragg.....	33
I.3.3.2.2. Étalement latéral.....	35
I.3.3.3. Techniques de mise en forme dynamiques du faisceau.....	37
I.3.4. Particules secondaires en protonthérapie.....	39

Chapitre II. Interaction des rayonnements avec la matière.....	41
II.1. Introduction.....	41
II.1.1. Notion de section efficace d'interaction.....	43
II.1.2. Le libre parcours moyen.....	45
II.2. Interaction des particules lourdes chargées	46
II.2.1. Collisions inélastiques avec les électrons.....	46
II.2.2. Collisions élastiques avec le noyau.....	47
II.2.3. Les interactions nucléaires.....	48
II.2.4. Les mécanismes réactions nucléaires.....	49
II.2.4.1. Réactions directes.....	49
II.2.4.2. Réactions de noyau composé.....	50
II.2.4.3. La réaction de pré-équilibre.....	50
II.2.4.4. La réaction de spallation.....	51
II.2.5. La formule de Bethe-Bloch.....	53
II.2.5.1. Dépendance en énergie de la formule de Bethe-Bloch.....	56
II.2.5.2 Le transfert d'énergie linéique des ions	58
II.2.6. Pouvoir d'arrêt	60
II.2.7. Parcours des particules chargées.....	62
II.3. Interaction des particules légères (e^- , e^+) avec la matière.....	65
II.3.1. Diffusion inélastique avec les électrons atomiques.....	65
II.3.2. Diffusion élastique/inélastique avec un noyau.....	66
II.3.3. Pouvoir de ralentissement des électrons.....	67
II.4. La diffusion multiple coulombienne.....	70
II.5. Distribution de la perte d'énergie.....	73
II.6. Les neutrons	75
II.6.1. Propriétés et classifications des neutrons.....	75
II.6.1.1. Neutrons thermiques.....	76
II.6.1.2. Neutrons intermédiaires.....	77
II.6.1.3. Neutrons rapides et relativistes	77
II.6.2. Les interactions neutrons-matière.....	77
II.6.2.1. Diffusion élastique potentielle.....	78
II.6.2.2. La diffusion inélastique.....	80
II.6.2.3. La capture radiative.....	81
II.6.2.4. Captures avec émission de particules chargées.....	82
II.6.2.5. Captures et émission de neutrons (n, xn).....	83
II.6.2.6. Réactions de fission (n, f).....	84

II.7.Conclusion	86
Chapitre III. La simulation Monte-Carlo de GEANT4.....	87
III.1. Introduction.....	87
III.2. Historique de la simulation Monte Carlo des interactions particule-matière.....	87
III.3. Principe du transport des particules par méthode Monte Carlo.....	88
III.3.1. Rappel sur la loi de probabilité.....	90
III.3.2. Tirage du libre parcours moyen.....	91
III.3.3. Détermination du type d'interaction.....	92
III.4. Génération de nombres pseudo-aléatoires.....	93
III.4.1. La méthode de middle-square	94
III.4.2. Générateurs congruentiels linéaires.....	94
III.5. Estimation des incertitudes statistiques.....	95
III.6. Le code GEANT4.....	97
III.6.1. Introduction.....	97
III.6.2. Architecture globale du code.....	98
III.6.3. Structure d'une simulation de GEANT4.....	100
III.6.4. Principe de simulation du GEANT4.....	102
III.6.5. Les modèles physiques de GEANT4.....	102
III.6.6. Implémentation des processus physiques de GEANT4.....	104
III.6.7. Les modèles physiques hadroniques de GEANT4.....	105
III.6.7.1.Modèles de cascades intranucléaires de GEANT4.....	106
III.6.7.1.1. Introduction.....	106
III.6.7.1.2. Cascades intranucléaires.....	107
III.6.7.1.2.1. Cascades intranucléaires de Bertini.....	109
III.6.7.1.2.1.1. Modélisation du noyau.....	111
III.6.7.1.2.1.2. Principe d'exclusion de Pauli.....	113
III.6.7.1.2.2. Cascades binaires.....	113
III.6.8. Listes physiques de GEANT4.....	114
III.7. Validation du code de simulation GEANT4.....	116
III.7.1. Sections efficaces.....	116
III.7.2. Comparaison des parcours des particules chargées.....	120
III.8. Conclusion	121

Chapitre IV. Validation de la simulation de la réponse du WENDI-2 par GEANT4.....	122
IV.1. Introduction.....	122
IV.2. Techniques de détections de neutrons.....	122
IV.2.1. Détection des neutrons lents.....	124
IV.2.1.1. Réaction de $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	127
IV.2.1.2. Réaction de l'hélium $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	128
IV.2.1.3. Les réactions de fission induites par les neutrons.....	129
IV.2.2. Détection de neutrons rapides.....	131
IV.2.2.1. Détection après modération des neutrons rapides.....	131
IV.2.2.2. Détection directe des neutrons rapides.....	135
IV. 2.3. Compteurs proportionnels de neutrons.....	137
IV.2.3.1. Évaluation de la dose équivalente.....	137
IV.2.3.2. Le détecteur WENDI-2.....	138
IV.3. Simulation Monte Carlo de la fonction de réponse de WENDI-2.....	145
IV.3.1. Configuration de la simulation.....	146
IV.3.2. Modélisation de la géométrie du WENDI-2 dans GEANT4.....	148
IV.3.3. Données de base des neutrons et les modèles physiques utilisés dans la simulation.....	150
IV.4. Résultats et discussions	152
IV.4.1. Analyse de la fonction de réponse du détecteur WENDI-2.....	152
IV.4.2. Comparaison de la fonction de réponse en fonction de la prise en considération des sections efficace de diffusion thermique.....	154
IV.4.3. Comparaison des modèles de cascade intranucléaire de GEANT4.....	156
IV.4.4. Comparaison de la fonction de réponse en fonction de la version de GEANT4 utilisée pour les calculs.....	158
IV.4.5. Comparaison de la fonction de réponse en fonction de la configuration de la source de neutrons.....	159
IV.4.6. Comparaison de la fonction de réponse de GEANT4 avec la littérature.....	160
IV.4.7. Comparaison de la réponse du WENDI-2 avec la fonction de conversion fluence-dose.....	161
IV.5. Conclusion	163

V. Validation de la réponse du détecteur WENDI-2 par des mesures dans un faisceau de neutrons QMN.....	165
V.1. Introduction.....	165
V.2. Installations du Theodor Svedberg Laboratory (TSL).....	166
V.2.1. Le Cyclotron Gustaf Werner du TSL.....	167
V.3. Neutrons quasi-monoénergétiques du TSL.....	170
V.3.1. Productions des neutrons quasi-monoénergétique au TSL.....	170
V.3.2. Mesure du flux neutronique au TSL.....	171
V.3.2.1. Le moniteur TFBC.....	172
V.3.2.2. Calibration du moniteur TFBC.....	174
V.3.2.3. Chambre à fission (ICM).....	180
V.3.2.4. Mesure du flux de neutrons par une cage de Faraday.....	182
V.3.2.5. Calibration de la chambre à fission et la cage de Faraday.....	183
V.4. Méthodes expérimentales de validation dans un faisceau de neutrons quasi-monoénergétique.....	185
V.4.1. Irradiation du WENDI-2.....	185
V.4.2. Simulations avec GEANT4.....	187
V.4.2.1. Configuration de la simulation.....	187
V.4.2.2. Modélisation de la salle d'irradiation et du détecteur.....	188
V.4.2.3. Matériaux pour la modélisation de la salle d'irradiation	189
V.4.2.4. La source de neutrons.....	190
V.4.2.4.1. Spectres calculés par le personnel du TSL.....	191
V.4.2.4.2. Les Spectres simulés avec GEANT4.....	194
V.4.2.4.3. Comparaison des Spectres simulés vs TSL.....	196
V.5. Comparaisons des résultats et discussions.....	198
V.5.1. Résultats des mesures expérimentales.....	198
V.5.2. Comparaison des mesures vs simulations.....	203
V.5.2.1. Incertitudes sur les simulations	203
V.5.2.2. Comparaisons des simulations de GEANT4 selon le spectre de calcul.....	205
V.5.2.3. Comparaison des mesures vs simulations (spectres TSL).....	209
V.5.2.4. Mesures d'Olsher vs simulation de GEANT4.....	218
V.6. Conclusion.....	221
Conclusion générale.....	222
Bibliographie.....	225

Introduction générale

Selon l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS) [1], la maladie du cancer figure parmi les principales causes de morbidité et de mortalité actuellement dans le monde. D'après les dernières statistiques mondiales sur le cancer de l'IARC (International Agency for Research on Cancer) publiées en septembre 2018 [2], il y aura environ 18,1 millions de nouveaux cas et 9,6 millions de décès pour l'année 2018 alors qu'en 2012, 14 millions de nouveaux cas et 8 millions de décès liés à cette maladie ont été recensés à travers le monde [3]. Cette maladie est caractérisée par une prolifération incontrôlée des cellules au sein d'un tissu de l'organisme de telle manière que la viabilité de ce dernier est menacée [4].

Pour soigner les tumeurs cancéreuses, différentes techniques de traitement peuvent être utilisées : il y a la chirurgie [5], la radiothérapie [6,7], ainsi que les traitements médicamenteux tels que la chimiothérapie [8], l'hormonothérapie [9], traitements ciblés [10] et l'immunothérapie [11]. Ces traitements peuvent être administrés seuls ou combinés, simultanément ou l'un après l'autre, en fonction de chaque type de cancer, son stade, l'âge et l'état général de la personne traitée, ainsi que les objectifs escomptés.

Parmi ces techniques, la radiothérapie prend une place importante dans le traitement des cancers. Plus de la moitié des patients traités d'un cancer sont soignés par radiothérapie de manière isolée ou combinée avec d'autres méthodes [12]. La radiothérapie est une technique de traitement utilisant les rayonnements ionisants pour détruire les cellules cancéreuses. D'une façon générale, un rayonnement est dit ionisant, s'il est capable de céder une énergie suffisante pour ioniser les atomes ou molécules. Cependant, en radiobiologie, on considère qu'un rayonnement est ionisant, s'il possède une énergie suffisante pour arracher un électron à la structure moléculaire biologique [13]. L'énergie d'ionisation des principaux constituants de la matière biologique est de 13,54 eV (H), 14,24 eV (N), 11, 24 eV (C), 13,57eV (O). La matière biologique étant composée à 70 % de la molécule d'eau, c'est à partir du niveau énergétique pour lequel les atomes d'hydrogène et d'oxygène peuvent être ionisés qu'on considère qu'un rayonnement est ionisant, cette énergie est de 13,6 eV [13].

La technique de radiothérapie se divise en deux branches : la curiethérapie (brachythérapie) où une source radioactive scellée est placée à l'intérieur ou à proximité immédiate de la zone à traiter, et la radiothérapie externe qui utilise des rayonnements

dont la source est à l'extérieur du corps du patient. Cette dernière utilise des radiations de différents types de particules et énergies. Les techniques de radiothérapie font l'objet d'un développement perpétuel. Depuis la découverte des rayons X par le physicien allemand Wilhelm Röntgen, ainsi que la radioactivité naturelle du radium par Pierre et Marie Curie vers la fin du 19^{ème} siècle, ces techniques ont connu un essor considérable. Des sources radioactives naturelles (radium) furent d'abord utilisées en curiethérapie jusqu'à la production des éléments artificiels (Iridium-192 ou le Césium-137). La radiothérapie externe a longtemps utilisé les rayons X produits à partir de différences de potentiel ("voltage"). A cette époque, la technologie des tubes à rayons X disponible ne permettait pas de produire un rayonnement de plus de 400 kV (kilovolt) d'énergie, très faible pour pouvoir irradier des tumeurs très profondes. Leurs applications étaient donc essentiellement limitées aux tumeurs superficielles comme celles de la peau, ou moins profondes (sein, ORL) [14]. Il a fallu attendre les années 1950 pour commencer l'utilisation des sources radioactives du Cobalt 60 émetteurs des rayonnements gamma de haute énergie (1,25 MeV), capable d'irradier des tissus en profondeur. Cependant, des progrès importants ont été accomplis avec l'apparition des appareils d'imagerie et des logiciels informatique sophistiqués, ainsi que l'invention des accélérateurs linéaires d'électrons.

L'objectif de la radiothérapie est d'irradier le volume tumoral avec une dose de rayonnement la plus élevée possible pour éliminer les cellules malades, tout en veillant à préserver autant que possible les tissus sains du patient. Ce compromis doit être rigoureusement respecté dans la mesure du possible, pour éviter ou minimiser les récurrences et les cancers radio-induits dus au traitement. Actuellement, les radiations les plus couramment utilisées en radiothérapie externe sont les électrons pour les tumeurs superficielles ou peu profondes, et les photons de haute énergie en profondeur, obtenues au moyen de l'accélération des électrons par des accélérateurs linéaires d'électrons qui tendent à remplacer les "appareils à Cobalt" qui utilisent des sources de Cobalt 60. Le dépôt de dose en profondeur également appelé "rendement en profondeur" des photons dans les tissus humains suit une loi exponentielle décroissante après un dépôt de dose maximale à une profondeur d'environ 2 cm [15]. Leur parcours n'est pas fini, des doses considérables peuvent être déposées au-delà du volume irradié. Cependant, actuellement avec l'aide des logiciels performants de planification appelés "TPS" (pour Treatment Planning Systems en anglais), il est possible de déterminer différents angles d'irradiation pour ajuster en trois dimensions la forme du profil de dose au volume tumoral. Ainsi, il est possible d'augmenter la

dose d'irradiation tout en évitant d'administrer des doses non acceptables aux tissus sains avoisinants ou organes radiosensibles proches des zones traitées. Cependant, quand il s'agit de traiter des tumeurs où des organes très radiosensibles sont proches des zones à traiter, l'irradiation avec les photons présente des limites. C'est dans le souci constant d'améliorer la technique de radiothérapie en vue de la précision du traitement, que les protons (protonthérapie) sont également utilisés pour traiter certaines tumeurs proches des organes très sensibles aux radiations (tumeurs ophtalmologiques ou intracrâniennes), ainsi que les tumeurs pédiatriques ou des jeunes adultes (l'espérance de vie étant longue pour les enfants) pour éviter un risque à long terme de cancers radio-induits [16]. Néanmoins, en raison de son coût d'installation élevé comparativement à la radiothérapie classique, la protonthérapie représente moins d'1 % des traitements en radiothérapie actuellement, alors que de nombreuses études estiment que plus de 17 % des patients soignés par radiothérapie seraient mieux traités s'ils bénéficiaient la technique de protonthérapie [17].

Contrairement aux électrons qui irradient essentiellement les tissus superficiels, et aux photons qui n'ont pas de parcours fini dans les tissus biologiques, les protons avec leur charge électrique et leur masse élevée possèdent des propriétés balistiques intéressantes en radiothérapie. L'énergie déposée dans la matière augmente jusqu'à atteindre un maximum à la fin de leur parcours. Ce maximum de dépôt de dose à la fin du parcours est appelé "pic de Bragg", du nom du physicien Britannique W. H. Bragg, qui en 1903 étudia l'évolution de la perte d'énergie des radiations ionisantes le long de leur trajectoire dans la matière et démontra que l'énergie maximale est déposée à la fin du parcours pour les particules lourdes chargées [18]. La dose déposée est très faible en amont du pic et pratiquement nulle au-delà. La profondeur de ce pic est déterminée par l'énergie du faisceau de protons. Plus l'énergie est grande, plus le pic de Bragg sera situé en profondeur dans la matière. Il est ainsi possible, en jouant sur la variation de l'énergie du faisceau de protons, de faire coïncider la profondeur du pic de Bragg avec celle de la tumeur, ce qui permet de délivrer une dose élevée au volume tumoral, tout en épargnant au mieux les tissus sains avoisinants. Le pic de Bragg étant très étroit, pour traiter tout le volume tumoral, on procède à un étalement de celui-ci et on obtient ce qu'on appelle un pic de Bragg étalé qui est obtenu en superposant plusieurs pics de différentes énergies. En raison de leur propriétés physiques : faibles pénombres latérales et distales, ainsi que le parcours fini, il est possible de confiner la dose d'irradiation au volume cible avec une plus grande précision qu'en radiothérapie conventionnelle avec les électrons et photons. Ce qui permet de traiter des zones tumorales situées à proximité

d'organes sensibles aux radiations (organes à risques), de donner une dose élevée pour les tumeurs radio-résistantes, sans pour autant exposer les tissus sains aux doses non tolérables afin de diminuer les risques de complications ou de nouveaux cancers radio-induits.

Actuellement, une cinquantaine d'installations de protonthérapie sont éparpillées à travers le monde. Malgré le coût élevé des installations, cette technique innovante ne cesse d'être plébiscitée par les spécialistes en radiothérapie pour certains types de cancers, en témoigne la progression des installations et patients traités à travers le monde depuis le début de l'utilisation des protons en radiothérapie [19]. Un centre de protonthérapie est doté d'un accélérateur de particules, une ou plusieurs lignes de transport du faisceau de protons jusqu'à la salle traitement. Chaque ligne de transport est constituée de différents dispositifs de mise en forme du faisceau pour une distribution uniforme de la dose à la tumeur.

Malgré les avantages inhérents au traitement par la technique, les protons utilisés, d'énergie d'environ 50-250 MeV subissent des interactions électromagnétiques et nucléaires dans les différents matériaux de la ligne du faisceau, la salle ou même le patient, conduisant à la création de particules secondaires qui peuvent donner une dose supplémentaire et non désirée pour les patients d'une part, le personnel et le public d'autres parts. Les particules secondaires créées après les interactions sont de deux types : il y a les rayonnements dits "prompts", présents uniquement au moment de l'irradiation, et les rayonnements dits "résiduels", provenant de la désintégration radioactive des produits d'activation, présents à la fois pendant et après l'irradiation. Parmi ces particules, les neutrons constituent une part importante des particules secondaires créées, et sont capables de déposer la dose loin de leur point de création.

Les particules secondaires émises, leur quantification, et le risque pour les personnes exposées ont été étudiés en profondeur ces dernières années. L'exposition des patients aux rayonnements secondaires peut provoquer des doses dans les tissus en dehors des volumes traités. Différentes simulations et tests expérimentaux utilisant respectivement des fantômes mathématiques et anthropomorphiques ont été faits pour évaluer la dose reçue par différents organes selon la localisation de la tumeur traitée. Pour éviter l'exposition aux particules secondaires à l'extérieur de la salle de traitement, des codes numériques de simulation sont utilisés pour estimer la nature des matériaux et les épaisseurs des murs de protection qui peuvent dans la mesure du possible arrêter les particules secondaires ou les atténuer afin de respecter la réglementation en matière de radioprotection. Le blindage en béton qui est beaucoup

plus utilisé en radiothérapie des photons peut être renforcé pour le cas des protons par des matériaux hydrogénés, capables d'atténuer les neutrons secondaires produits après les interactions nucléaires, tout en profitant des avantages que procure l'utilisation des outils naturels (sous-sols) pour mieux confiner ces particules secondaires créées.

En outre, tout au long de leur fonctionnement, comme dans toute installation utilisant des rayonnements ionisants, les centres de protonthérapie doivent effectuer des contrôles d'ambiance à l'extérieur et à l'intérieur de la salle de traitement, pour évaluer le niveau de dose, en conformité avec la réglementation imposée par les organes habilités. Les appareils de contrôles utilisés dépendent du type de particules. Pour les neutrons, différents appareils ont été étudiés et développés pour leur détection. Parmi eux figure le WENDI-2 initialement développé par le laboratoire national de Los Alamos, qui est un détecteur d'une grande sensibilité et d'une excellente réponse en fonction de l'énergie et de l'angle d'irradiation. Dans ce travail, nous nous intéressons à la validation de la réponse du détecteur WENDI-2 en fonction de l'énergie, en comparant les simulations du code de calcul Monte-Carlo de GEANT4 avec la littérature dans un premier temps, puis avec des mesures expérimentales effectuées dans un faisceau de neutrons quasi-monoénergétiques (QMN) au laboratoire Theodor Svedberg (TSL) d'Uppsala en Suède.

Pour mieux comprendre cette thèse, notre travail s'articule en cinq chapitres. Le premier donne une introduction sur la radiothérapie, ainsi qu'une description détaillée de la technique de protonthérapie. Le second est consacré aux interactions particules-matière en générale, les protons et les neutrons plus particulièrement. Le troisième chapitre décrit les codes de calculs Monte Carlo, plus précisément le logiciel GEANT4 qui est utilisé pour nos simulations. Dans le quatrième, nous nous intéressons à la validation de la réponse du WENDI-2 avec les codes de calculs Monte Carlo en comparant différentes simulations trouvables dans la littérature et celles de GEANT4 effectuées dans ce travail. Le dernier chapitre porte sur la validation de la réponse du WENDI-2 par des mesures en faisceau de neutrons QMN, où nous présentons les résultats des différentes comparaisons entre les mesures effectuées dans un centre qui produit des neutrons à partir de l'irradiation des cibles de Lithium enrichi à 99,99 % par des protons accélérés dans un cyclotron et des simulations de GEANT4, et sera suivi d'une conclusion générale.

Chapitre I. La radiothérapie

I.1. Introduction sur les cancers

Le cancer constitue la deuxième cause de décès dans le monde actuellement. D'après l'OMS, il a fait 8,8 millions de morts en 2015, ce qui fait près d'un décès sur six dans le monde [1]. Cette maladie est causée par des acquisitions de mutations de certains gènes qui peuvent être déclenchées par plusieurs substances ou agents (cancérogènes) chimiques (amiantes, fumée du tabac, aflatoxine, ...), physiques (rayonnements ultraviolets et les radiations ionisantes), ou encore biologiques (infections dues à certains virus, bactéries ou parasites). Des prédispositions génétiques héréditaires sont également mises en cause pour certains types de cancers.

Plusieurs types de traitement sont utilisés pour soigner cette maladie. Le choix dépend de la localisation, l'état du patient, de la variété et le stade de la tumeur. On distingue trois moyens de traitements qui peuvent être utilisés en combinaison ou non, en même temps ou l'un après l'autre :

1. la chirurgie qui est l'ablation totale de la tumeur, ainsi que ses extensions dans certains cas ;
2. les traitements médicaux (chimiothérapie, hormonothérapie, traitements ciblés, immunothérapie) ;
3. la radiothérapie qui consiste à l'utilisation des rayonnements ionisants pour tuer les cellules cancéreuses.

Cette dernière méthode de traitement intéresse notre travail, et sera discutée dans les sections suivantes.

I.2. Généralités sur la radiothérapie

La radiothérapie est une méthode de traitement locorégional des cancers qui utilise des rayonnements ionisants pour éliminer les cellules cancéreuses des tissus. La radiothérapie se divise en radiothérapie externe, la curiethérapie appelée également brachythérapie et la radiothérapie métabolique. Dans la radiothérapie externe, le faisceau d'irradiation est émis par une source située en dehors du patient, alors que pour la curiethérapie, des sources radioactives sont placées directement à l'intérieur ou à proximité immédiate de la zone à traiter. Quant à la radiothérapie métabolique,

elle consiste en l'administration (voie orale ou injection) des produits radioactifs qui se fixent préférentiellement sur les cellules cancéreuses. Cette dernière technique est du domaine de la médecine nucléaire.

I.2.1. Les rayonnements ionisants en radiothérapie

La physique des particules tient une place importante dans le domaine médical actuellement. Les rayonnements ionisants sont aujourd'hui très utilisés notamment pour des traitements de cancers (radiothérapie, curiethérapie...), diagnostic par utilisation des rayons X (radiologie) et rayons gamma en scintigraphie (médecine nucléaire). L'utilisation des radiations ionisantes dans les applications thérapeutiques en radiothérapie est possible grâce à la capacité de certains rayonnements de pénétrer dans la matière biologique et d'y déposer de l'énergie conduisant aux dommages des cellules malades.

Les différents rayonnements couramment utilisés en radiothérapie sont :

1. les électrons de haute énergie (4 à 25 MeV), produits essentiellement par des accélérateurs linéaires d'électrons pour la radiothérapie. Ils peuvent être utilisés directement pour les traitements superficiels ou moins profondes, ou servir pour la production des photons (cfr point 2 de cette section) pour des applications profondes ;
2. les rayons X ou photons, produits par l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible de numéro atomique élevé, plus généralement du tungstène ;
3. le rayonnement gamma, émis suite à une désintégration nucléaire de certains éléments chimiques (^{60}Co , ^{192}Ir , ^{137}Cs) ;
4. les protons de haute énergie, obtenus par l'accélération dans des accélérateurs circulaires (cyclotron, ...). Ces dernières particules, leur interactions dans la matière, ainsi que leur utilisation médicale en radiothérapie seront discutées profondément dans la suite, car font l'objet de ce travail.

I.2.2. Les grandeurs de dosimétrie et radioprotection

Plusieurs grandeurs sont utilisées en physique des rayonnements pour caractériser un champ de faisceau, ainsi que les effets sur le milieu irradié. Ces grandeurs sont classées en trois grandes catégories comme le montre la figure I.3. Il s'agit des grandeurs physiques, grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles. Elles sont définies dans les différents rapports de la Commission Internationale des Unités et mesures Radiologiques ICRU (pour International Commission on Radiation Units and measurements en anglais), et de la Commission Internationale de Protection Radiologique CIPR (ICRP pour International Commission on Radiological Protection en anglais).

I.2.2.1. Les grandeurs Physiques

Les grandeurs physiques sont des grandeurs accessibles quantitativement par le calcul ou par la mesure. Il s'agit des grandeurs radiométriques qui servent à caractériser le champ de rayonnements tels que l'énergie, la fluence, le flux, ..., ainsi que les grandeurs dosimétriques qui caractérisent l'effet physique des rayonnements sur la matière irradié en terme d'énergie transférée ou reçue tels que le Kerma, dose, etc.

I.2.2.1.1. Fluence particulaire

La fluence des particules Φ , est définie comme étant le quotient dN/da où dN représente le nombre de particules incidentes sur une sphère de section infinitésimale da [20, 21] :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad [I.1]$$

Cette grandeur est très importante, elle sert à décrire le nombre de particules à un point donné dans un champ de rayonnement. La formule I.1 s'applique aussi bien aux particules électriquement neutres qu'aux particules chargées. La fluence s'exprime généralement en *nombre de particules.m⁻²*.

I.2.2.1.2. La fluence énergétique

La fluence Φ contient seulement une information quantitative sur les particules d'un faisceau incident. Afin d'introduire une grandeur qualitative en énergie, la notion de fluence énergétique est utilisée. Elle représente l'énergie totale transportée par le faisceau de N particules à travers une sphère de section infinitésimale da . Elle s'exprime en $J.m^{-2}$ et est définie comme :

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad [I.2]$$

où R est l'énergie radiante qui est l'énergie totale (la somme) de toutes les particules incidentes. Si E est l'énergie de chaque particule d'un faisceau monoénergétique de N particules alors :

$$R = EN \Rightarrow \Psi = \Phi E \quad [I.3]$$

Dans le cas des faisceaux de particules polyénergétiques, la fluence énergétique ou particulaire s'exprime sous forme différentielle. Les variables peuvent être l'angle solide $d\psi/d\Omega$ ou l'énergie $d\psi/dE$. Dans le cas où on considère seulement l'énergie, la distribution résultante est appelée fluence énergétique différentielle du rayonnement $\psi(E)$ qui représente des particules ayant une énergie comprise entre E et $E+dE$. Cette fluence s'écrit sous la forme suivante :

$$\Psi(E, E+dE) = \int_E^{E+dE} \psi(E) dE = \int_E^{E+dE} E \Phi(E) dE \quad [I.4]$$

I.2.2.1.3. Le flux

Le flux de particules représente le nombre de particules dN traversant une surface par unité de temps dt , il est exprimé en *nombre de particules.s⁻¹*.

I.2.2.1.4. Transfert d'énergie linéique (TEL)

La notion de TEL sera discutée en détail au deuxième chapitre, nous donnons dans cette partie que la définition de cette grandeur telle que définie dans le rapport 49 (1993) de l'ICRU [22].

Les particules chargées entrant dans un milieu subissent différentes interactions et sont ralenties progressivement jusqu'à l'arrêt total dans la matière. Pour quantifier le transfert d'énergie dans la matière par la particule incidente, on utilise une grandeur physique appelée TEL pour Transfert d'énergie Linéique, qui est définie comme étant l'énergie moyenne transférée (dE) au milieu par une particule incidente d'énergie E par unité de longueur de la trajectoire parcourue (dx) :

$$TEL = -\frac{dE}{dx} \quad [I.5]$$

Cette quantité dépend de la nature de la particule et du milieu traversé. Elle est typiquement exprimée en keV/ μ m, plus le TEL est important, plus grande sera la quantité d'énergie cédée à la matière sur une petite distance, ainsi la zone traversée va subir beaucoup d'ionisations. Les effets sur la matière biologique sont liés au TEL du rayonnement qui la traverse, plus le TEL est important, les dégâts seront plus élevés dans les tissus [23].

I.2.2.1.5. Kerma

Le Kerma est l'acronyme en anglais de "Kinetic Energy Released per unit Mass". Cette grandeur dosimétrique est définie dans le rapport 85 (2011) de l'ICRU [24]. Soit un faisceau de particules neutres entrant dans un petit volume d'une sphère de masse dm , les particules ionisantes vont perdre de l'énergie dans la matière par plusieurs processus physiques (collisions, diffusions, absorptions) qui seront décrits en profondeur au chapitre 2. On définit alors le Kerma noté K comme le quotient de la somme des énergies cinétiques (dE_{tr}) initiales de toutes les particules chargées générées par les particules neutres dans le volume en cause, et la masse dm de ce volume :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad [I.6]$$

La notion de Kerma s'applique seulement aux particules indirectement ionisantes qui transfèrent leurs énergies à la matière via les particules chargées, qui vont à leur tour ioniser ou exciter la matière qu'elles traversent. L'unité du Kerma dans le système international (SI) est le Gray (Gy) qui correspond à une perte de 1 Joule dans un kilogramme de la matière ($J.kg^{-1}$). Le rad est une ancienne unité qui n'est plus

utilisée. Il équivaut à 0,01 Gy et se trouve dans des publications plus anciennes.

Les particules chargées secondaires mises en mouvement par les interactions des particules indirectement ionisantes dans la matière vont ensuite perdre leur énergie par des collisions avec les électrons des atomes du milieu ou par rayonnement de freinage (Bremstrahlung). On définit donc deux types de Kerma : Kerma par collisions noté K_{col} comme étant l'énergie perdue dans la matière par unité de masse et transférée aux électrons qui à leur tour vont perdre leur énergie dans la matière uniquement par des collisions. Ensuite le Kerma radiatif noté K_{Rad} comme l'énergie transférée aux électrons qui est perdue par des processus radiatifs (Bremstrahlung). On obtient alors la relation suivante du Kerma :

$$K=K_{col}+K_{rad} \quad [I.7]$$

I.2.2.1.6. Dose absorbée

La dose absorbée D est définie par la CIPR [25, 26, 27] comme étant le rapport entre l'énergie moyenne dE déposée par les rayonnements ionisants dans un volume dV de matière à la masse dm de ce volume. L'unité de la dose absorbée est le Gray (Gy) :

$$D(Gy)=\frac{dE(J)}{dm(kg)} \quad [I.8]$$

dE représente la somme des énergies des particules qui terminent leur parcours dans le volume dV , à laquelle on soustrait la somme des énergies communiquées aux particules qui sont éjectées en dehors du volume dV . Cette notion de dose s'applique aussi bien aux rayonnements indirectement ionisants qu'aux rayonnements directement ionisants.

I.2.2.1.7. Débit de dose

Le débit de dose \dot{D} est la dose absorbée par unité de temps dt et s'exprime généralement en $Gy.s^{-1}$:

$$\dot{D}=\frac{dD}{dt} \quad [I.9]$$

I.2.2.1.8. L'efficacité biologique relative (EBR)

Pour prédire les effets biologiques d'un type de rayonnement, la notion de dose absorbée est insuffisante. Les effets varient en fonction de plusieurs facteurs : nature du rayonnement, le débit de dose, la durée d'irradiation et la sensibilité des tissus. On introduit alors la notion d'efficacité biologique relative (EBR) qui est définie dans le rapport 40 de l'ICRU [28] comme étant le rapport entre la dose du rayonnement de référence D_{ref} (rayons gamma du Cobalt 60) et la dose du type de radiation testée (D_{test}), nécessaire pour produire les mêmes effets biologiques (mort ou transformation cellulaire, dommages tissulaires, ...). L'ICRU recommande le rayonnement gamma du Cobalt 60 comme référence, mais d'autres références peuvent être utilisées [29]. L'efficacité biologique relative sert à comparer l'effet biologique entre deux rayonnements.

I.2.2.2. Les grandeurs de protection

L'effet des rayonnements sur les organismes ne dépend pas uniquement de la dose absorbée mais également de la nature du rayonnement et de la radiosensibilité des tissus ou organes irradiés. Les grandeurs de protection sont définies dans différentes recommandations de la CIPR et s'intéresse aux effets sur les tissus biologique irradiés en tenant compte de la nature du rayonnement et de la sensibilité des tissus. Ces grandeurs permettent de fixer les limites de dose tolérables d'exposition des tissus de l'organisme. Elles ne sont pas mesurables, elles sont déterminées par des calculs dans des fantômes anthropomorphiques [30]. Dans les sections suivantes nous allons détailler les différentes grandeurs de protection telles que définies dans les recommandations des rapports de la CIPR.

I.2.2.2.1. Dose équivalente

Alors que la dose absorbée peut être utilisée pour définir la quantité d'énergie cédée à toute matière, la dose équivalente s'intéresse uniquement aux milieux biologiques. C'est une grandeur importante en radioprotection. Cette grandeur tient compte de la nature du rayonnement. Pour une même énergie de particules, les effets chimiques et biologiques diffèrent selon le type de rayonnement. Le TEL détermine le degré de dégâts causés par une particule traversant la matière biologique. Les particules à forte TEL comme les particules alpha peuvent provoquer des dégâts importants comparées

à celles de TEL plus faible.

On définit la dose équivalente comme étant la dose absorbée pondérée par un facteur de qualité w_R qui dépend de la nature des particules considérées :

$$H = w_R D \quad [I.10]$$

Les facteurs de qualité (ou de pondération) ont été définis dans la publication 60 [26], puis 103 de la CIPR [21]. Le tableau I.1 donne les différents W_R attribués à chaque type de rayonnement selon la CIPR.

Rayonnement	Énergies	W_R (CIPR 60)	W_R (CIPR 103)
Photons (X ou γ)	Toutes	1	1
Electrons (particules β)	Toutes	1	1
Protons (+pions chargés pour 103)	Toutes	5	2
Neutrons	< 10 keV	5	Calculé, 2,5 - 3
	10keV à 100 keV	10	Calculé, 3 - 10
	100 keV à 2 MeV	20	Calculé, 10 – 17,3 (max.: 1 MeV, approx. 20,7)
	2 MeV à 20 MeV	10	Calculé, 17,3 - 7
	20 MeV-50 MeV	5	Calculé, 7- 5,5
	>50 MeV	5	Calculé 5,5 - 2,5
Particules α , fragments de fission, ions lourds	Toutes	20	20

Tableau I.1. Les Facteurs de pondération W_R de différents types de rayonnements selon les publications 60 [26] et 103 [21] de la CIPR.

Pour les neutrons, le facteur de pondération reflète leur efficacité biologique qui dépend fortement de l'énergie [21]. Dans la publication 60 de la CIPR, les facteurs de qualité étaient définis pour les neutrons à l'aide d'une fonction en marches d'escalier, alors que dans la version 103, il est recommandé de définir ces facteurs par une fonction continue (figure I.1) obtenue à partir de l'expression I .11 suivante :

$$W_R = \begin{cases} 2,5 + 18,2 e^{-\frac{[\ln(E_n)]^2}{6}} & \text{si } E_n < 1 \text{ MeV} \\ 5 + 17 e^{-\frac{[\ln(2E_n)]^2}{6}} & \text{si } 1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV} \\ 2,5 + 3,25 e^{-\frac{[\ln(0,04E_n)]^2}{6}} & \text{si } E_n > 50 \text{ MeV} \end{cases} \quad [\text{I.11}]$$

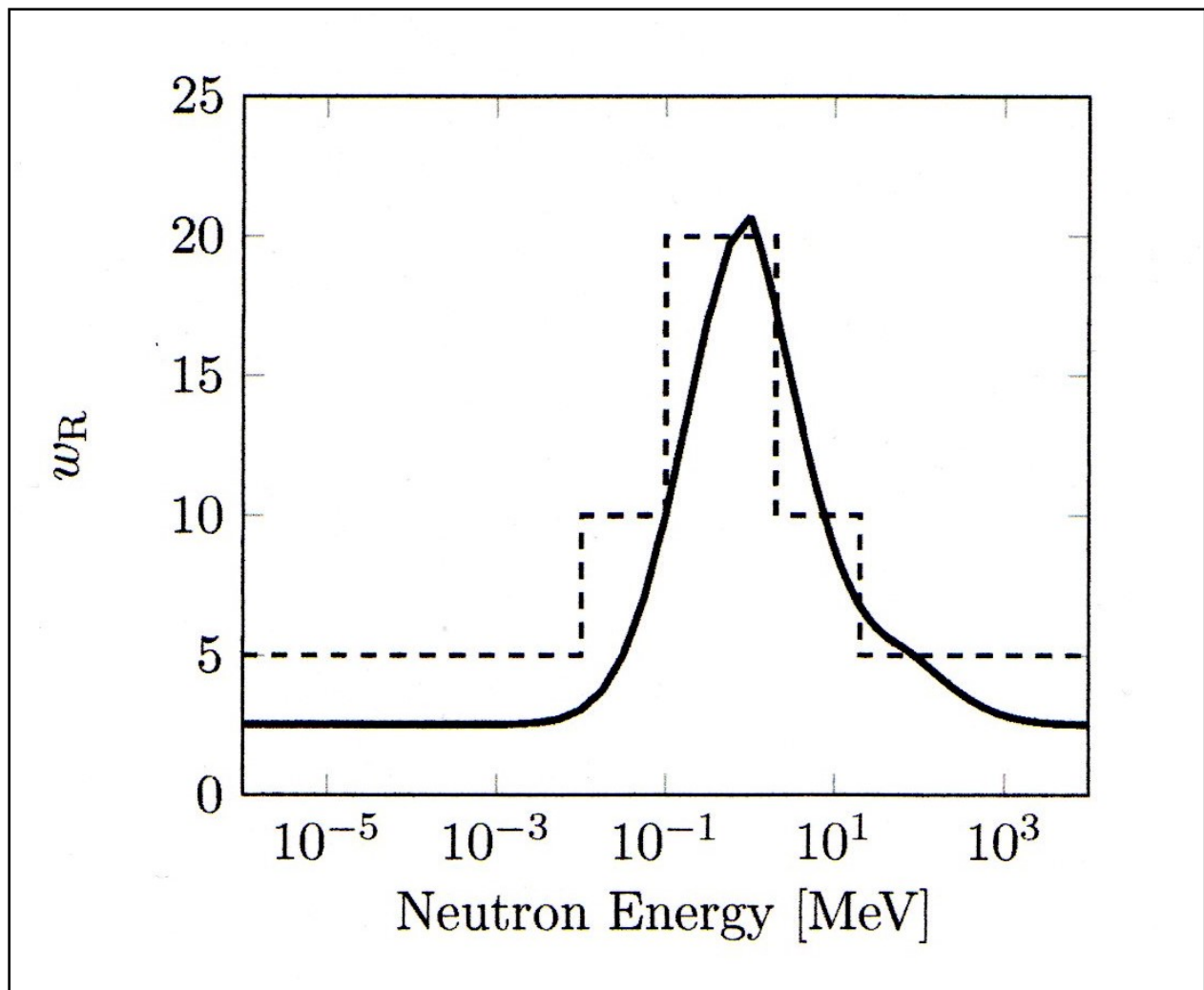


Figure I.1. Facteur de pondération w_R pour les neutrons en fonction de l'énergie. La fonction en marches d'escalier était suggérée dans la publication 60 de la CIPR [26], alors qu'actuellement, la fonction continue est recommandée dans la publication n°103 [21].

L'unité de la dose équivalente dans le système international est le sievert (Sv), qui correspond à une dose absorbée de 1 Gy et un facteur de pondération W_R égal à 1. L'ancienne unité “rem”, l'abréviation de “Röntgen équivalent man” a été abandonnée, sa valeur est de 0,01 Sv.

I.2.2.2. Dose efficace E

C'est une grandeur de radioprotection qui tient compte de la dangerosité du type de rayonnement, ainsi que la sensibilité des tissus biologiques. Elle se définit comme la dose absorbée corrigée par un facteur de pondération tenant compte de la nature du rayonnement W_R d'une part, et un facteur de sensibilité des tissus W_T d'autre part. C'est la dose équivalente reçue par un tissu multiplié par un facteur de pondération tissulaire qui tient compte du risque du tissu irradié. L'unité de dose efficace est le sievert (Sv). Le tableau I.2 donne les valeurs de sensibilité de différents organes et tissus (W_T) qui proviennent de la publication n°103 de la CIPR.

Facteur W_T (Sv)	Organes
0,08	Gonades
0,12	Colon, poumon, estomac, moelle osseuse, sein
0,04	vessie, foie, œsophage, thyroïde
0,01	Surface des os, peau, glande salivaire
0,12	Reste de l'organisme

Tableau I.2. Différentes radiosensibilités des organes et tissus du corps humains [21].

I.2.2.3. Equivalent de dose ambiant $H^*(d)$: grandeur opérationnelle

Les grandeurs opérationnelles sont des grandeurs introduites par l'ICRU pour “estimer de manière raisonnable les grandeurs de protection” qui ont été définies dans la section précédente [31]. Ces grandeurs sont mesurables à l'aide des détecteurs, et sont destinées à la dosimétrie d'ambiance (l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ et l'équivalent de dose directionnel $H'(d, \Omega)$ et la dosimétrie individuelle (l'équivalent de dose individuel $H_p(d)$). Nous nous intéressons dans cette section à l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ qui concerne la dosimétrie d'ambiance pour les rayonnements fortement pénétrants tels que les neutrons qui font objet à de ce travail.

L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ en un point dans le champ de rayonnement est

défini dans le rapport n°103 de la CIPR comme étant “l'équivalent de dose qui serait produite par le champ de rayonnement expansé et unidirectionnel, correspondant dans la sphère ICRU à une profondeur d sur le rayon qui fait face à la direction du champ unidirectionnel” [21]. Les termes expansé et unidirectionnel sont donnés par le rapport 39 de l'ICRU [32]. Dans ce rapport, un champ est défini comme expansé lorsque ses distributions spectrales et angulaires, ainsi que la fluence du rayonnement ont les mêmes valeurs dans tous les points du volume concerné que le point d'intérêt. Le champ expansé est dit unidirectionnel, si la fluence est unidirectionnelle comme le montre la figure I.2.

Une sphère ICRU est une sphère qui est définie dans le rapport 51 [20] comme un volume sphérique avec un diamètre de 30 cm et de masse volumique de 1 g/cm^3 , composé de 76,2 % (O); 11,1 % (C) ; 10,1 % (H) et 2,6 % (N). La profondeur d est de 10 mm pour les rayonnements fortement pénétrants comme les neutrons et les photons, 0,07 mm pour les rayonnements faiblement pénétrants. Les détecteurs de contrôle d'ambiance sont calibrés à partir de $H^*(d)$, qui donne une approximation raisonnable de la dose efficace [30]. L'unité de l'équivalent de dose ambiant est le sievert (Sv).

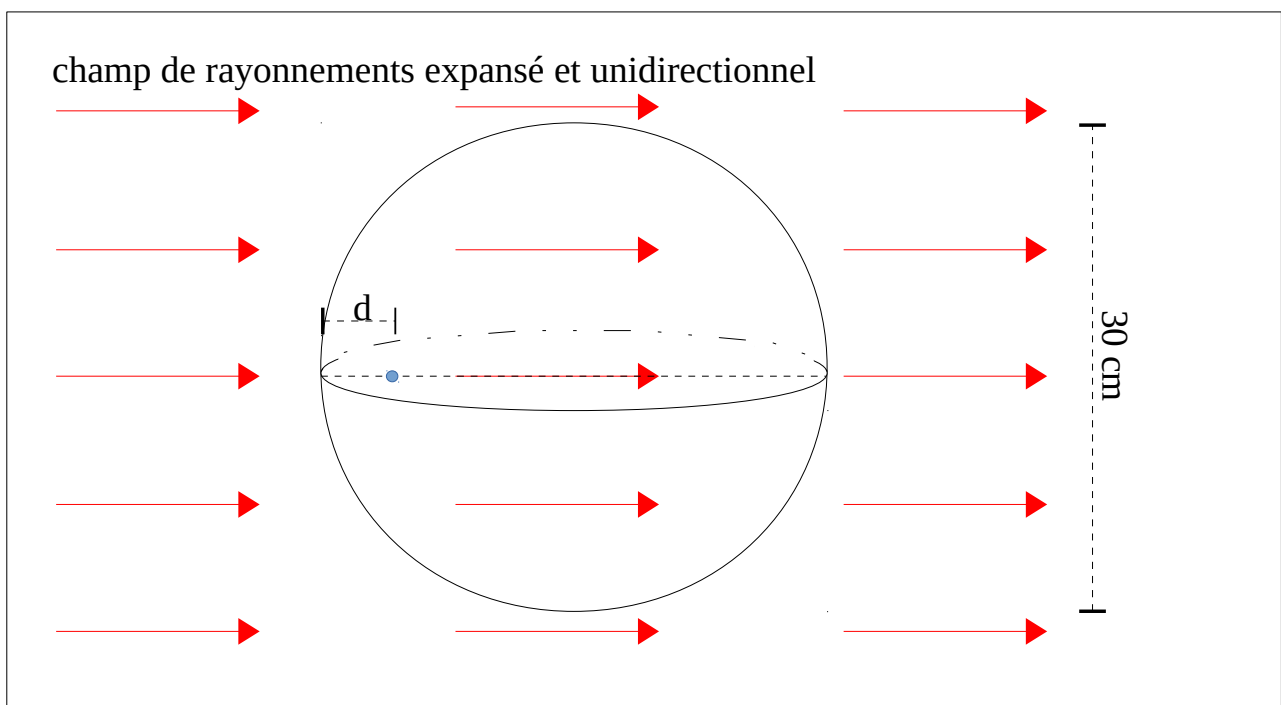


Figure I.2. L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ dans la sphère ICRU.

La figure I.3 donne les relations qui existent entre les différentes grandeurs utilisées en dosimétrie et radioprotection.

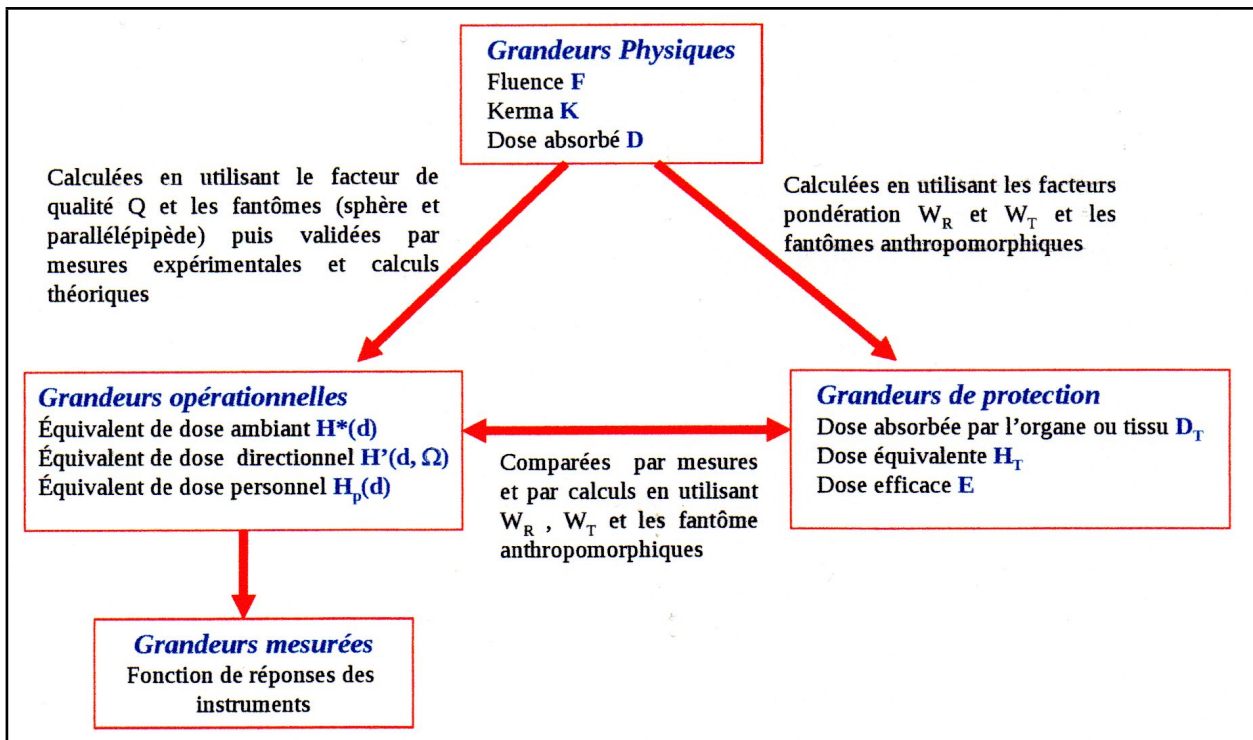


Figure I.3. Relation entre grandeurs utilisées en radioprotection et dosimétrie [31].

I.2.3. La physique des rayonnements sur la matière biologique

La radiothérapie, comme on l'a déjà signalé, utilise des radiations ionisantes pour détruire les cellules cancéreuses. L'objectif de cette technique est soit de tuer les cellules cancéreuses, ou bloquer leur division tout en préservant l'intégrité des tissus sains irradiés. Lors de l'interaction des rayonnements ionisants avec la matière organique, des modifications physico-chimiques des molécules peuvent être provoquées de deux manières :

1. le rayonnement agit directement sur les macromolécules (protéines, lipides, ADN, eau,...). Le transfert d'énergie peut conduire à l'excitation ou l'ionisation des molécules. Le surplus en énergie peut être expulsé soit sous forme de photon de fluorescence et la molécule retrouve son état initial ou par rupture de liaisons covalentes conduisant à la formation des radicaux très réactifs. Ces radicaux produisent à leur tour des composés moléculaires par hydrogénation,

hydroxylation, polymérisation, qui dénaturent la molécule initiale.

2. d'une façon indirecte par l'intermédiaire des radicaux libres très réactifs libérés après la radiolyse de la molécule d'eau qui constitue la matière organique à 70%.

La radiolyse de l'eau s'effectue lorsque le transfert d'énergie à la matière par des radiations conduit à l'excitation ou à l'ionisation de la molécule d'eau. L'électron éjecté après l'ionisation est un électron hydraté. Sa durée de vie est de l'ordre de quelques μs . Avec la molécule d'eau, cet électron contribue à la formation des radicaux d'hydrogène (flèche "a" de la figure I.4). L'eau ionisée (H_2O^+) se désintègre en un ion H^+ et un radical libre très actif OH^\bullet (flèche "b"). Les molécules excitées se désintègrent en radicaux libres OH^\bullet (hydroxyle) et H^\bullet (flèche "c"). Les radicaux libres OH^\bullet (hydroxyle) et H^\bullet (hydrogène) produits par radiolyse sont très réactifs, car oxydants-réducteurs. Les molécules de la matière biologique interagissent alors avec les produits de radiolyse de l'eau conduisant à la formation d'autres produits moléculaires.

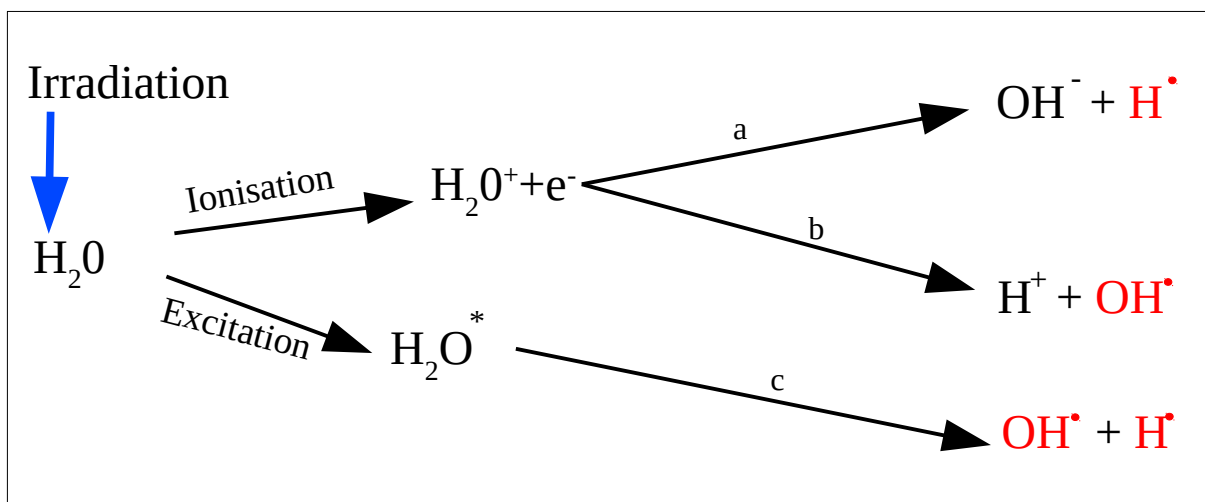


Figure I.4. Les radicaux libres créés après la radiolyse de la molécule d'eau.

Les effets physico-chimiques des rayonnements ionisants concernent l'ensemble des constituants de la matière organique. Cependant, leur importance au niveau des effets sur la destruction des cellules dépend de leur rôle, de leur radiosensibilité ainsi que la capacité à réparer les lésions radio-induites. Pour obtenir une mort cellulaire, la dose

nécessaire est au minimum 100 fois moindre dans le noyau que sur les membranes. C'est pour cette raison que le noyau, plus précisément l'ADN (figure I.5), constitue la cible la plus fragile des rayonnements ionisants.

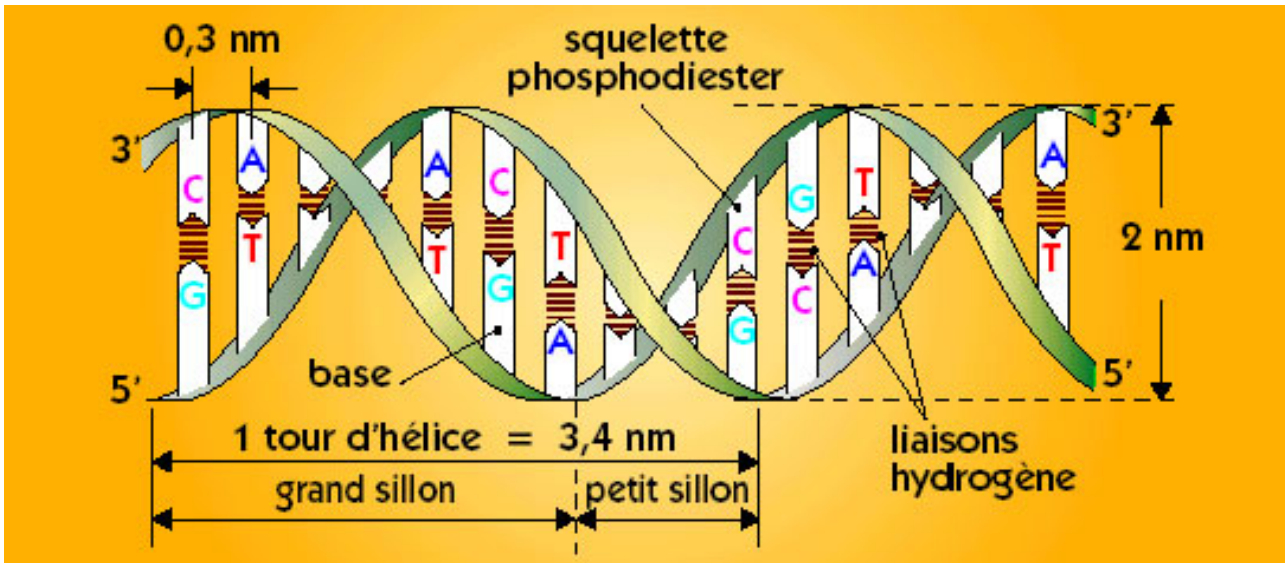


Figure I.5. Représentation de la molécule d'ADN [13].

Notre corps est constitué de milliards de cellules disposées pour former des organes. Le noyau cellulaire contient une molécule d'ADN (acide désoxyribonucléique) qui contient les informations nécessaires au fonctionnement de l'organisme et à la reproduction : c'est un support de l'information génétique. Cette molécule est composée de deux brins complémentaires en double hélice, reliés par des bases (les nucléotides) qui sont au nombre de quatre : l'adénine (A), la thymine (T), la guanine (G) et la cytosine (C).

Les processus d'ionisation et d'excitation de l'ADN par des rayonnements ionisants se font respectivement d'une façon directe et indirecte. Environ 60 % des dégâts causés par les radiations sur la molécule d'ADN sont indirects par l'intermédiaire des radicaux libres, produits de la radiolyse des molécules d'eau [33]. La radiolyse d'eau produit des radicaux hydroxyles et d'espèces réductrices (électron aqueux, atome d'hydrogène) qui sont susceptibles de réagir avec les constituants de l'ADN. La figure I.6 représente les différentes modifications possibles de la structure de la molécule d'ADN après l'irradiation.

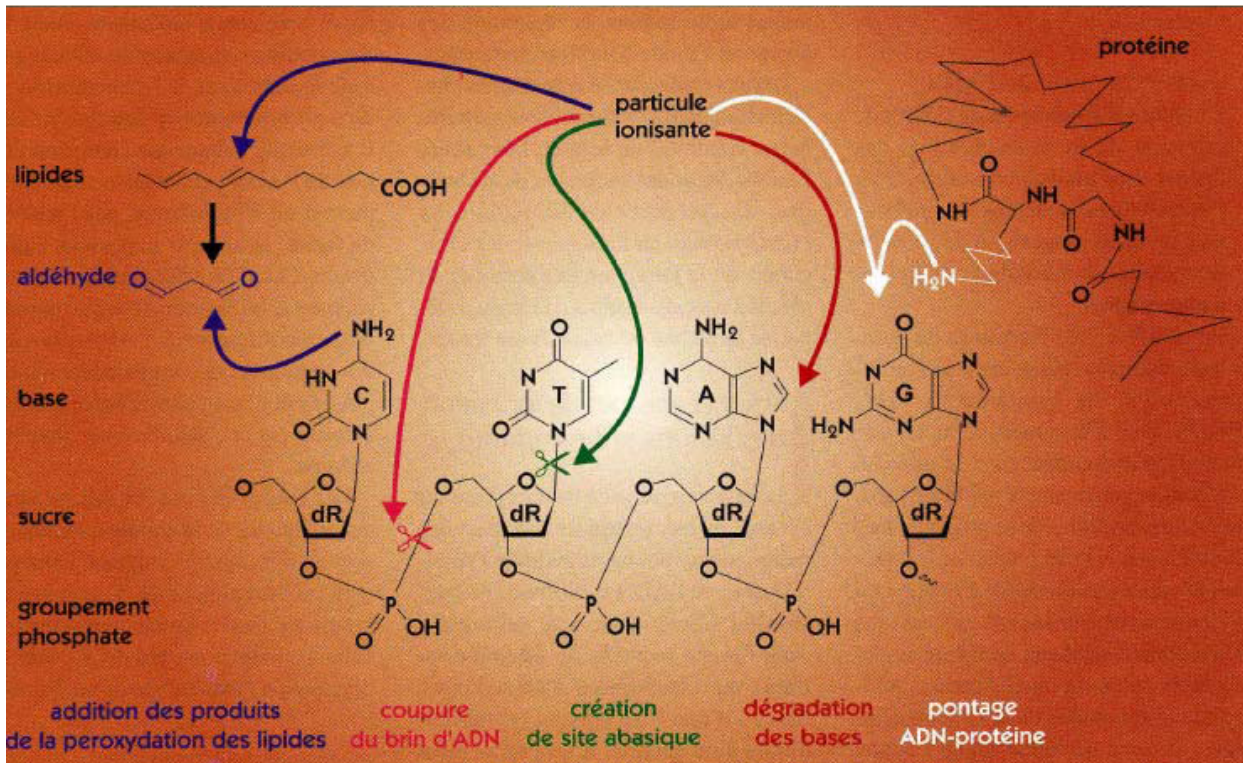


Figure I.6. Les différentes modifications de l'ADN dues aux radiations ionisantes [13].

Comme le montre la figure I.6, diverses catégories de modifications de l'ADN sont formées après l'irradiation de la molécule [34] :

- Altération de bases (méthylation, oxydation, ...) ;
- Destruction des désoxyriboses ;
- Pontages inter- ou intra-brin et protéine / ADN ;
- Ruptures de liaisons sucre-phosphate = cassures simple ou double brin.

Après l'irradiation des cellules, les effets biologiques dépendent de la dose reçue et la capacité de réponse aux agressions qui est fonction de différents facteurs qui ne sont pas détaillés dans ce travail. Cette réponse à l'irradiation peut prendre plusieurs formes, il s'agit :

- une mort cellulaire immédiate,
- une réparation totale (survie de la cellule),
- une réparation fautive (mutation) qui peut aboutir à une mort différée par l'arrêt de la division cellulaire ou apoptose. Il peut également conduire à des anomalies transmissibles et induire des cancers radio-induits dans les tissus à long terme.

I.2.4. Le traitement par rayonnements ionisants

Utilisée pour traiter les cancers, la technique peut être indiquée comme traitement curatif, adjuvant (après chirurgie ou chimiothérapie), ou encore comme traitement palliatif. Le but comme déjà dit précédemment est d'éliminer les cellules cancéreuses tout en protégeant les cellules saines avoisinantes. La dose de rayonnement délivrée à la tumeur détruit surtout les molécules d'ADN, directement ou indirectement. Plusieurs types de lésions peuvent se produire sur l'ADN. Les plus destructrices sont les cassures des deux brins de la double hélice, elles sont difficilement réparables et peuvent empêcher la cellule de se diviser et ainsi entraîner sa mort.

La dose d'irradiation ainsi que le type des particules sont choisies pour tuer les cellules malades qui sont plus radiosensibles que les cellules saines, qui peuvent réparer beaucoup plus rapidement des dommages subis. En effet, les cellules sont plus radiosensibles juste avant leur division (phase G2) et pendant la division (mitose, ou phase M). Or, les cellules cancéreuses se reproduisent plus rapidement et d'une façon désordonnée que les cellules normales. La radiothérapie agit donc en détruisant les cellules malades ou en empêchant leur division ce qui conduit à une mort différée.

L'administration de la dose en radiothérapie se fait par fractionnement (une séance par jour) en plusieurs séances, d'une part pour que les cellules normales puissent avoir le temps de réparer leur dommage entre deux séances d'irradiation, d'autres parts pour perturber le cycle des cellules cancéreuses, de sorte qu'un nombre important se trouve en phase de radiosensibilité à la séance suivante.

I.2.5. Rappel sur l'histoire et l'évolution de la radiothérapie

L'élément précurseur de la radiothérapie est la découverte des rayons X par Wilhelm Conrad Röntgen en 1895 (Würzburg). En projetant des électrons accélérés sur une cible de tungstène, il a observé une émission de rayonnement auquel il donna le nom de rayons X. Cette découverte a permis la naissance de la radiologie par les rayons X. Les médecins remarquant des rougeurs sur la peau des patients et des manipulateurs lors de la prise des images radiologiques avec les rayons X, concluent que les rayonnements ont des effets sur les tissus vivants. Ils eurent l'idée de les utiliser pour traiter les tumeurs cancéreuses [35].

En 1896, un phénomène naturel d'émission de rayonnement par l'uranium est

découvert par Henri Becquerel. En voulant continuer les recherches de Becquerel, Marie Curie remarque que d'autres éléments tels que le thorium émettent également des rayonnements d'origine naturelle. Elle conclut que ce phénomène est une propriété générale de la matière, auquel elle donna le nom de radioactivité. Très rapidement, Pierre Curie et son épouse découvrent les propriétés radioactives du radium et du polonium en 1898.

Le début de la radiothérapie a souffert de limitations liées à la technologie et la physique. Jusqu'en 1950, la radiothérapie externe était réalisée avec des rayons X produits à partir de différences de potentiel (orthovoltage) de faible énergie (50 à 250 kV), alors que la radiothérapie interne (curiethérapie) était réalisée grâce aux rayonnements gamma émis par le radium. La faible énergie limitait l'application de cette technique aux tumeurs superficielles. En outre, il était impossible d'irradier de manière homogène la zone à traiter avec une dose suffisante, sans exposer les tissus sains avoisinants.

L'avènement de la télécobalthérapie dans les années 60 marqua un tournant décisif en radiothérapie externe, les sources de Cobalt 60 émetteurs de rayonnements gamma de haute énergie (1,25 MeV) peuvent atteindre les tumeurs semi-profondes (sein, ORL, ...). Le ^{60}Co se désintègre par émission de β^- , cette désintégration amène le noyau dans un 1^{ère} état excité, suivi ensuite d'un 2^{ème} état excité par émission d'un photon γ de 1,1732 MeV, et enfin l'état fondamental du ^{60}Ni par émission d'un photon γ de 1,3325 MeV. La durée de vie des états excités est inférieure à 10^{-12} secondes.

La source sous forme de disque disposée à l'intérieur d'une double capsule en acier inoxydable est enfermée dans une enceinte en plomb qui a une ouverture conique pour le passage de rayonnement. La machine possède un système de collimation composé de deux mâchoires mobiles en matériaux lourds (plomb ou tungstène) pour donner au faisceau des tailles variables selon les dimensions de la tumeur à irradier. La conformation du faisceau à la forme de la tumeur était effectuée au moyen des caches en "cerrobend", qui est un alliage constitué de bismuth (40 %) et de cadmium (60 %). La conception de l'appareil donnait donc la possibilité d'augmenter la dose à délivrer aux zones cibles tout en minimisant l'irradiation des tissus sains environnants. Cependant, avec la décroissance radioactive naturelle du Cobalt 60 (période : 5,27 ans), la source devrait être renouvelée tous les quatre ans. Cette méthode de radiothérapie est en voie de disparition dans les pays développés, contrairement aux pays en développement, compte tenu du coût et de la maintenance moins onéreux [36].

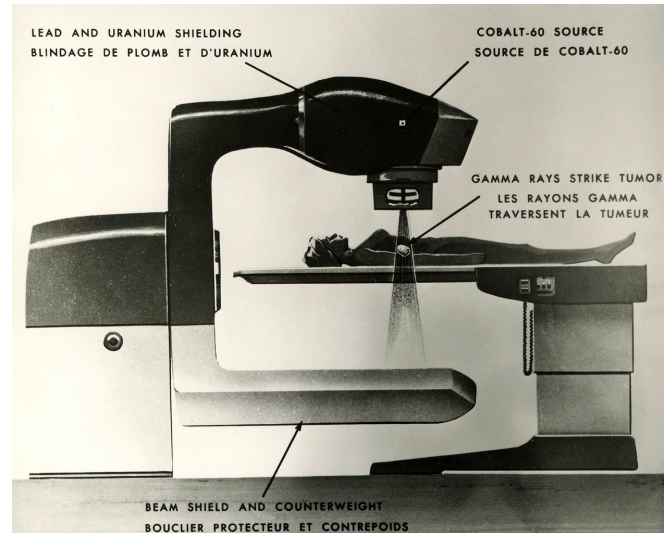
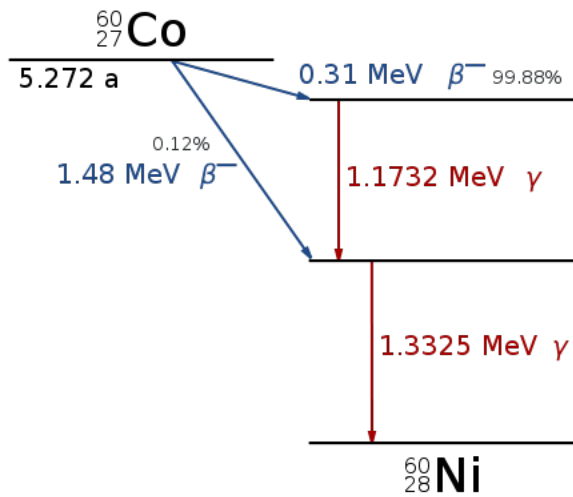


Figure I.7. A gauche: schéma de désintégration radioactive de cobalt 60. A droite : schéma d'un appareil de Cobalt-60 utilisé en radiothérapie [37].

Vers les années 70, les accélérateurs linéaires d'électrons ont remplacé progressivement les appareils à Cobalt. La figure I.8 représente schématiquement les constituants d'un accélérateur linéaire d'électrons :

1. canon à électrons (source d'électrons), qui sert à la production des électrons à accélérer, ils sont produits par effet thermoïonique en portant à haute température la cathode (chauffage indirect) par un filament en tungstène chauffé par un courant électrique.
2. tube klystron ou magnétron qui sert à la production de l'onde hyper-fréquence. Dans les accélérateurs de radiothérapie actuels, le klystron est plus fréquemment utilisé.
3. une section accélératrice, divisée en deux parties de fonctions différentes : Le buncher (appelé également cavité de regroupement) et le guide d'onde (section accélératrice proprement dite).
4. la tête de l'accélérateur qui comprend le système de déviation ainsi que plusieurs éléments de mise en forme du faisceau d'irradiation utilisable cliniquement (radiothérapie).

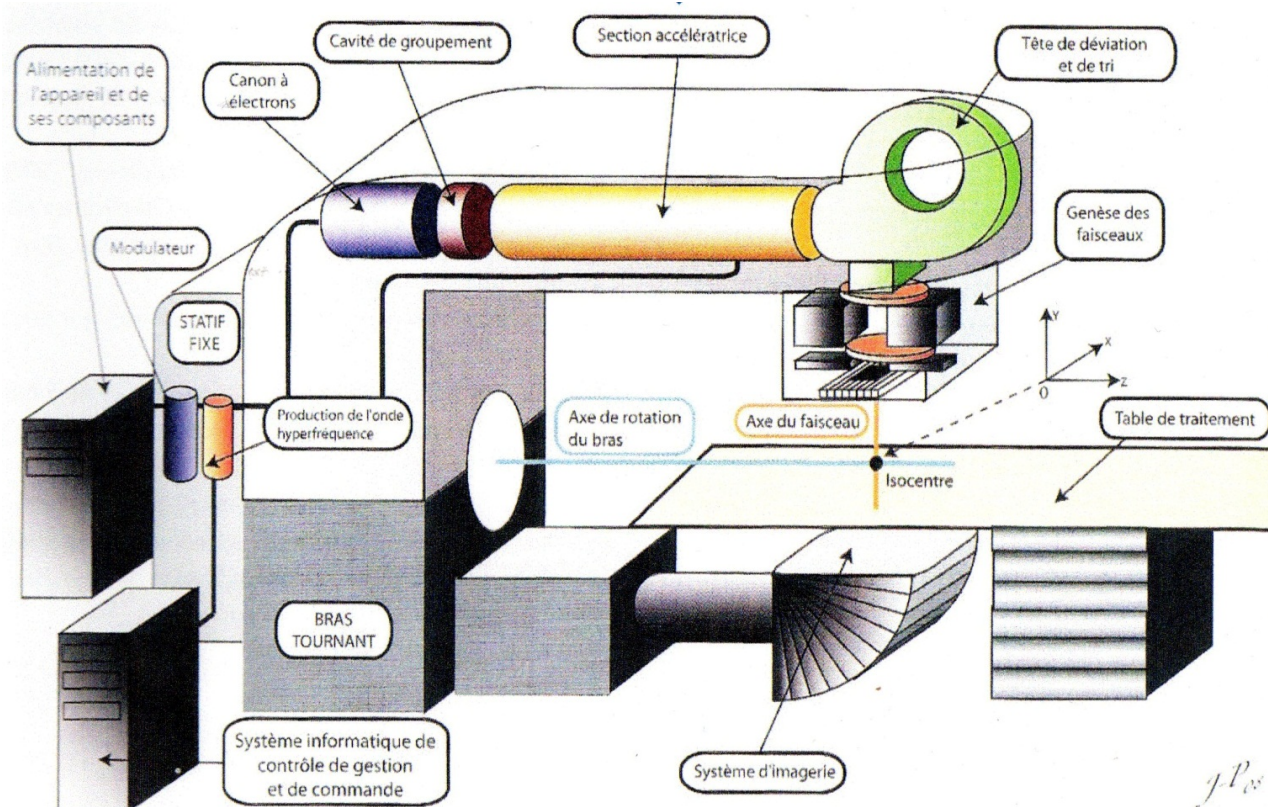


Figure I.8. Schéma des différents constituants d'un accélérateur linéaire d'électrons [38].

Après l'accélération, les électrons sont déviés par un système magnétique placé dans la tête de l'accélérateur pour être dirigés sur la cible d'irradiation. Cette machine offre la possibilité de conformer le faisceau à la forme de la tumeur par l'utilisation d'un collimateur multi-lame qui est un système de collimation formé de plusieurs lames [figure. I.9 à gauche] en tungstène de faible largeur (environ 1 cm) se déplaçant indépendamment les unes des autres et offre la possibilité de former un champ qui épouse d'une façon plus précise la forme du volume tumoral à irradier [Figure. I.9. à droite], permettant une augmentation de la dose aux zones cibles sans risques d'irradier fortement les tissus sains et organes à risque proches de la tumeur. Les caches qui étaient fabriquées pour chaque patient en télécobalthérapie ne sont plus nécessaires pour l'irradiation avec cette machine (accélérateur linéaire).

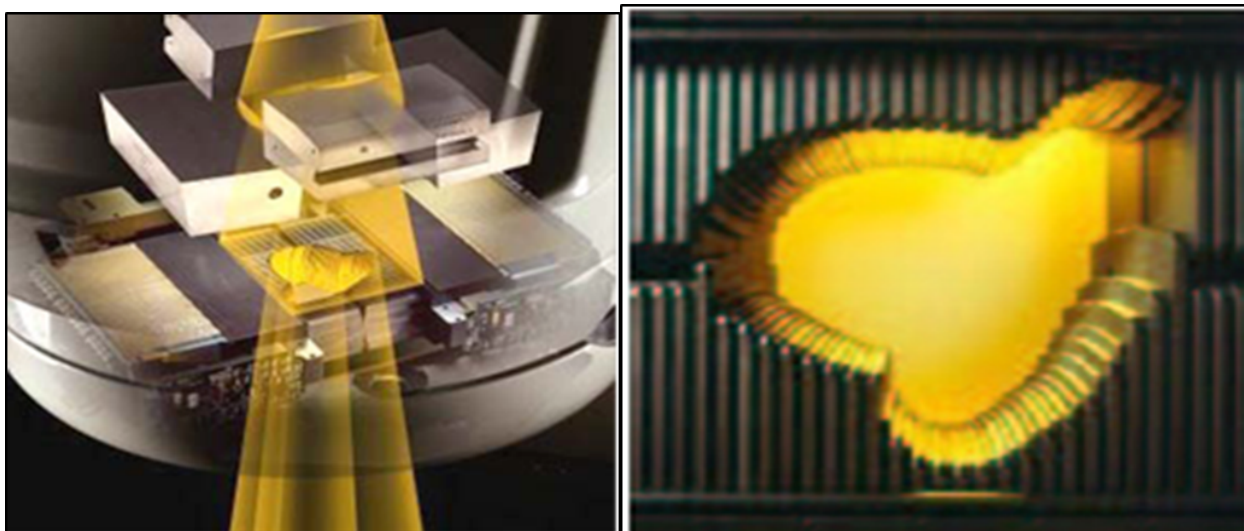


Figure I.9. Système de collimation des accélérateurs linéaires d'électrons (gauche), et à droite, la forme du champ d'irradiation obtenu par collimation avec les lames [39].

Malgré les avancées techniques et informatiques notables de la radiothérapie par photons et électrons de haute énergie, des limites subsistent, surtout celles liées à la physique de leur faisceau. D'autres particules avec une meilleure balistique ou efficacité biologique relative peuvent être utilisées tels que :

- les faisceaux de neutrons rapides ;
- les faisceaux de protons ;
- les faisceaux d'ions lourds.

Dans les sections suivantes de ce chapitre, nous allons nous focaliser sur la mise en œuvre de la radiothérapie par les protons qui est une technique innovante, qui permet d'irradier plus précisément les zones à traiter et mieux protéger les tissus sains et ainsi améliorer la guérison des patients et éviter des récives radio-induits à long terme.

I.3. Introduction générale sur la protonthérapie

I.3.1. L’historique de la protonthérapie

La protonthérapie est une branche de l’hadronthérapie utilisant un faisceau de proton pour irradier les cellules cancéreuses. L’idée d’utilisation des protons pour détruire les cellules cancéreuses vient du physicien américain Robert Wilson en 1946 [40]. Lui-même étant impliqué dans la conception du “Harvard Cyclotron Laboratory (HCL)” [41], Wilson est conscient que des accélérateurs de particules capables de générer un faisceau de protons d’énergie suffisante pour irradier en profondeur les tissus humains allaient être construits. Son intérêt pour l’utilisation de faisceaux de protons pour les traitements médicaux était motivé par le potentiel thérapeutique de la grande masse du proton qui minimiserait la diffusion latérale des particules dans les tissus, ainsi que le mode de dépôt d’énergie à la fin de leur parcours (pic de Bragg) [40]. Il prédit ainsi qu’il est possible de localiser la dose dans le volume tumoral, ce qui donnait plus de degré de liberté d’augmenter la dose d’irradiation dans la tumeur sans risques d’altérer les tissus sains avoisinant la zone traitée, c’est-à-dire sans pour autant dépasser la dose-seuil de tolérance pour les tissus ou organes proches de la tumeur. Il a également suggéré qu’on pouvait irradier des tumeurs plus grandes en étalant les pics de Bragg de différentes profondeurs par un modulateur [40].

Deux ans après les prédictions de Wilson, le cyclotron du laboratoire Lawrence Berkeley de l’Université de Californie était prêt pour être utilisé dans des recherches en physique radiobiologique [42]. Tobias et al. [42] ont confirmé les prédictions de Wilson. Vers les années 50, les premières tentatives d’utiliser les protons pour traiter les patients débutent dans les centres de recherche en physique nucléaire, mais les applications se limitaient à quelques zones du corps, l’énergie produite par les accélérateurs n’était pas suffisamment élevée (quelques dizaines de MeV) pour traiter les tumeurs plus profondes [43].

En 1954, le laboratoire de Berkeley fût le lieu de naissance de la protonthérapie par le traitement de la glande hypophysaire pour des patients atteints de cancer du sein métastatique [44]. Le choix de l’hypophyse était dicté par le fait que c’est une glande bien localisée, moins profonde qui est étroitement entourée par des structures neuronales radiosensibles, mais aussi par des repères osseux qui le rendent localisable sur des films radiographiques qui étaient utilisés pour la planification du traitement à

cette époque.

Inspiré par le travail novateur du laboratoire de Berkeley sur l'utilisation des protons pour le traitement des cancers, le chimiste suédois Theodor Svedberg a encouragé le biophysicien Borje Larsson et le neurochirurgien Leksell à utiliser le faisceau de protons produit par le synchrocyclotron Gustaf Werner nouvellement construit à Uppsala en Suède comme outil neurochirurgical. A partir de l'année 1954, des techniques radiochirurgicales pour le traitement de la maladie de Parkinson, maladies nerveuses fonctionnelles, ainsi que pour le traitement des tumeurs cérébrales ont été mises au point à Uppsala avec l'utilisation d'un faisceau très étroit de protons de 185 MeV produit par le synchrocyclotron Gustaf Werner [45]. Le groupe d'Uppsala a été également pionnier dans l'utilisation de la technique d'étalement du pic de Bragg par une modulation de l'énergie du faisceau pour irradier les tumeurs uniformément sur toute sa profondeur, ainsi que le système de balayage pour irradier latéralement les tumeurs de grandes dimensions [45].

Le Harvard Cyclotron Laboratory (HCL) était un centre de recherche en physique après sa construction en 1948 jusqu'à en 1961 avec un faisceau de protons de 160 MeV. A partir de ce moment, il y avait un intérêt croissant pour l'utilisation de protons pour la radiothérapie médicale. C'est ainsi qu'en 1961 le neurochirurgien William Sweet de l'hôpital Général du Massachusetts (MGH) a encouragé le neurochirurgien Ray Kjellberg et le physicien de Harvard Andrew Koehler à utiliser les propriétés physique des protons produits par le HCL en neurochirurgie pour le traitement des tumeurs hypophysaires. Le HCL a également contribué à améliorer la protonthérapie en collaboration avec le MGH. Ils ont développé une technique de traitement du mélanome de l'œil [46] qui a été un succès. Durant plusieurs années, ils ont continué à affiner cette technique et ont traité jusqu'à 9116 patients avant l'arrêt du fonctionnement du cyclotron en 2002.

Comme déjà mentionné ci-dessus, avant les années 90, les traitements étaient effectués avec des accélérateurs de particules construits pour la recherche scientifique en physique nucléaire. Ce n'est qu'en 1989 que le premier centre hospitalier de protonthérapie au centre d'oncologie de Clatterbridge au Royaume-Uni ouvre ses portes [47]. Il a été suivi en 1990 du Loma Linda University Medical Center (LLUMC) à Loma Linda, en Californie. En 2002, le cyclotron du laboratoire de Harvard a fermé ses portes [48], les traitements qui y étaient effectués ont été transférés au Centre de protonthérapie le "Northeast Proton Therapy Center" (NPTC), de l'Hôpital général du Massachusetts (MGH) qui venait de commencer ses activités.

D'autres centres ont ouvert les portes en 2010 aux états unis et à travers le monde. D'après le Particle Therapy Co-Operative Group (PTCOG) [49], jusque juillet 2018, plus de 70 centres de protonthérapie étaient fonctionnels dans le monde, et 41 en cours de construction.

I.3.2. Propriétés et avantages des protons en radiothérapie

Comme on va le voir au deuxième chapitre, la perte d'énergie des protons dans la matière se fait par interactions nucléaires et électromagnétiques. Néanmoins, pour les énergies utilisées en protonthérapie ($E < 250$ MeV), la perte d'énergie prépondérante est due aux multiples interactions avec les électrons du milieu traversé. Dans ce cas, la perte d'énergie dE par unité de distance dx est représentée par le pouvoir d'arrêt massique électronique $S_{el}(E)$, qui est évalué par la formule de Bethe-Bloch qui sera discutée en détail au 2^e chapitre (§II.2.5).

En négligeant les facteurs correctifs de la formule de Bethe-Bloch tels que les facteurs de corrections de la densité de charge (δ), les effets de liaison des électrons, ce qui ne change rien sur les résultats pour les énergies utilisées dans les applications thérapeutiques en protonthérapie, on obtient l'expression suivante :

$$S_{el}(E) = -\frac{dE}{dx} = \rho c_B z^2 \left(\frac{Z}{A}\right) \beta^{-2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad [I.12]$$

où $c_B = 0,3072 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$;

$\ln[2m_e c^2 \beta^2 / I(1-\beta^2)] - \beta^2 = L(\beta)$ est appelé nombre d'arrêt ;

$\beta = v/c$;

ρ : est la densité volumique des tissus traversés ;

z : la charge du projectile ;

Z : le numéro atomique de la cible ;

A : la masse atomique de la cible ;

I : le potentiel moyen d'excitation.

Pour les énergies qui nous concernent en protonthérapie, le nombre d'arrêt $L(\beta)$ varie peu, $S_{el}(E)$ est dominé par le terme β^{-2} . Le pouvoir d'arrêt augmente quand β diminue

c'est-à-dire quand la particule ralentit. Le dépôt d'énergie en profondeur augmente donc progressivement jusqu'à un pic de dépôt à la fin du parcours de la particule. Ce pic (pic de Bragg) est spécifique aux particules lourdes chargées.

Les avantages des protons en radiothérapie proviennent principalement de deux caractéristiques physiques :

1. Les protons traversant la matière déposent quasiment toute leur énergie à une profondeur donnée à la fin de leur parcours, de telle manière qu'à la fin du parcours, on a environ une dose 4 fois plus importante qu'à l'entrée dans la matière.
2. Les protons, de par leur masse font que la dispersion latérale du faisceau le long de leur trajectoire soit faible comparativement aux autres particules couramment utilisées en radiothérapie. Avec une bonne collimation, il est possible de conformer très précisément la dose à la tumeur, avec moins de dose aux tissus sains du patient.

Les deux propriétés dynamiques, ci-dessus citées, sont très intéressantes dans l'administration de la dose d'irradiation en radiothérapie. Le dépôt de dose minimal en amont du pic de Bragg, nul en aval, ainsi que la faible diffusion latérale du faisceau permettent d'augmenter la dose délivrée (dose la plus létale) au volume tumoral traité, sans accroître celle délivrée dans les tissus sains avoisinants. D'autres parts, la profondeur à laquelle la dose est déposée peut être ajustée, car elle est liée à l'énergie d'irradiation, ce qui permet d'irradier les tumeurs d'une façon homogène sur toute sa profondeur en variant l'énergie des protons. Le dépôt de dose localisé et précis des protons est très bénéfique pour l'irradiation des tumeurs situées dans les régions à organes très radiosensibles, des tumeurs radio-résistants, car possibilité d'augmenter la dose d'irradiation sans accroissement de celle dans les tissus sains avoisinants, ainsi que l'irradiation des tumeurs pédiatrique, pour diminuer le risque de récurrence et les cancers radio-induits à long terme.

La figure I.10 donne une comparaison des rendements en profondeur (variation de la dose absorbée le long de l'axe central du faisceau en fonction de la profondeur du point de mesure) des différents types de particules utilisées en radiothérapie. Les courbes de cette figure comparent la variation de la dose relative (normalisée à la dose maximale) déposée en profondeur par un faisceau de protons de 185 MeV, 210 MeV, et 230 MeV, un faisceau de rayons X de 8 MV, un faisceau de photons gamma émis par une source de cobalt-60 et un faisceau d'électrons de 20 MeV.

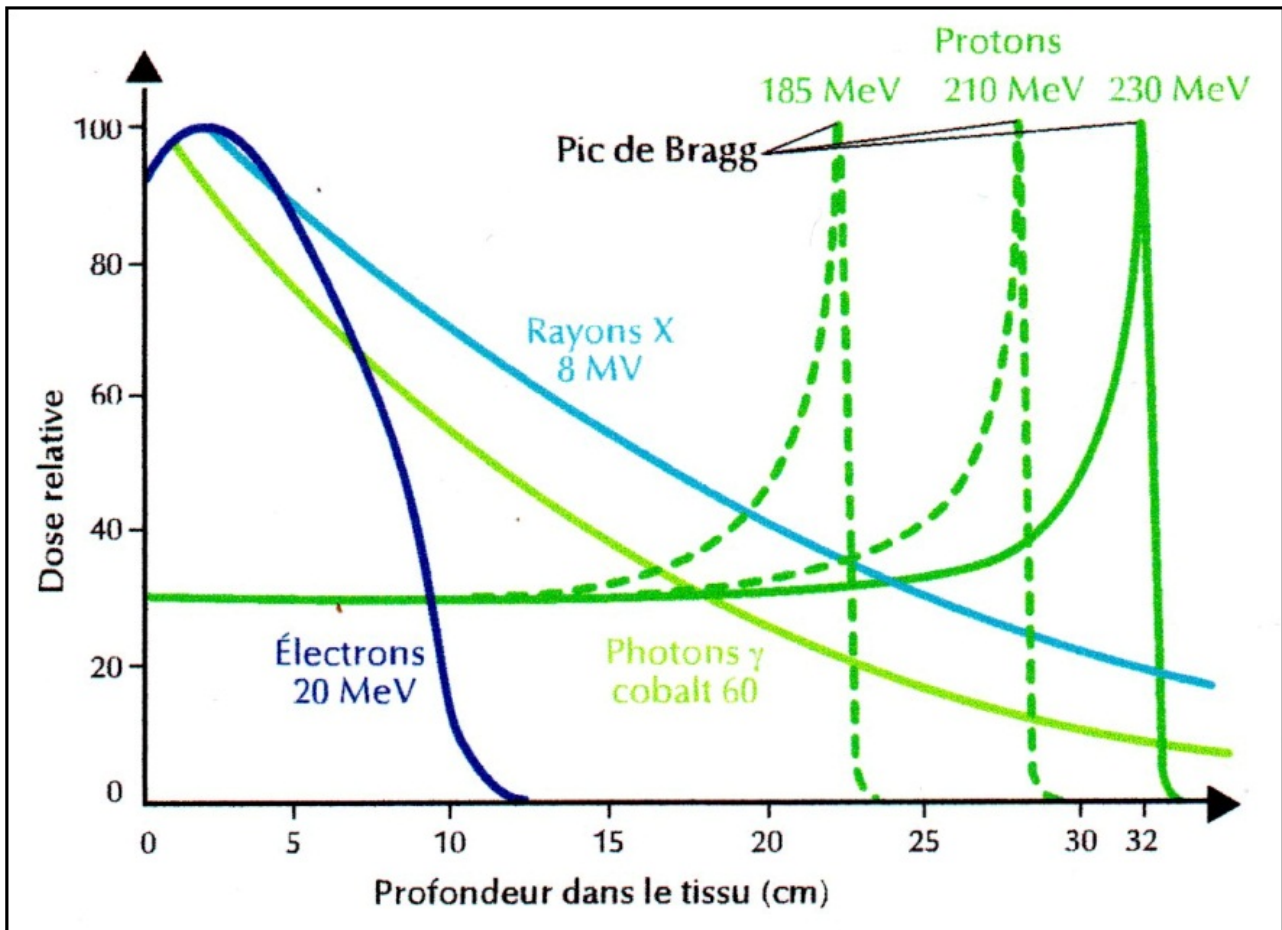


Figure I.10. Courbes de rendement en profondeur d'un faisceau de protons mono-énergétiques de différentes énergies comparées à d'autres types de particules utilisées en radiothérapie [50].

Les électrons déposent la majeure partie de leur énergie à l'entrée du faisceau dans les tissus : ces particules sont utilisées pour le traitement des tumeurs superficielles ou moins profondes. Le rendement en profondeur des photons suit une courbe de décroissance exponentielle après un dépôt maximal à quelques cm de l'entrée du faisceau dans la matière biologique. Par contre, la perte d'énergie des protons croît avec le ralentissement de leur parcours dans la matière, la dose délivrée est relativement faible jusqu'à l'augmentation brusque au niveau de l'arrêt final de la particule, ce qui permet de mieux cibler le volume tumoral, avec moins de doses aux tissus environnants.

I.3.3. Production, transport et mise en forme du faisceau en protonthérapie

Deux types d'accélérateurs sont utilisés pour produire les faisceaux de protons à usage médical : les cyclotrons (synchrocyclotrons, cyclotrons isochrones) et les synchrotrons [51]. Une différence essentielle pour les deux types de machines est que les cyclotrons sont des machines à énergie fixe conçues pour fonctionner à l'énergie maximale (près de 250 MeV), nécessaire pour atteindre les tumeurs plus profondes. Les tumeurs qui nécessitent une pénétration moins profondes nécessitent un dispositif de dégradation de l'énergie situé sur la ligne du faisceau après l'extraction dans le cyclotron. Les cyclotrons produisent essentiellement des faisceaux continus dans le temps, alors que les synchrotrons fonctionnent seulement en mode pulsé et à énergie précise, ajustable à chaque paquet de protons extrait de la machine [51]. Leur avantages est qu'on n'a pas besoin de dégradeurs d'énergie, qui sont de loin les sources de neutrons secondaires dans un centre de protonthérapie.

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser au transport du faisceau jusque dans la salle de traitement, ainsi que la mise en forme du faisceau à usage thérapeutique. La figure I.11 montre les composants d'une ligne de transport du faisceau avant sa mise en forme ainsi que le bras isocentrique qui est similaire à ceux utilisés dans certains accélérateurs linéaires. Ce dernier permet d'irradier le patient sous différents angles d'incidence du faisceau sans le bouger entre chaque champ d'irradiation, ce qui est très avantageux en terme du temps d'irradiation, car ne nécessitant pas un repositionnement du patient.

I.3.3.1. Le transport de faisceau

Le faisceau extrait du cyclotron est guidé sur un trajet pouvant aller jusqu'à une dizaine de mètres vers une ou plusieurs salles de traitement selon les installations. Le faisceau passe dans un tube où règne un vide poussé (10^{-1} à 10^{-5} Pa). Tout au long de ce transport, des systèmes constitués de quadripôles magnétiques ont pour rôle de refocaliser le faisceau qui a tendance à s'élargir ainsi que d'électro-aimants (dipôles) qui servent à modifier la trajectoire du faisceau pour l'orienter dans la direction souhaitée (voir figure I.11).

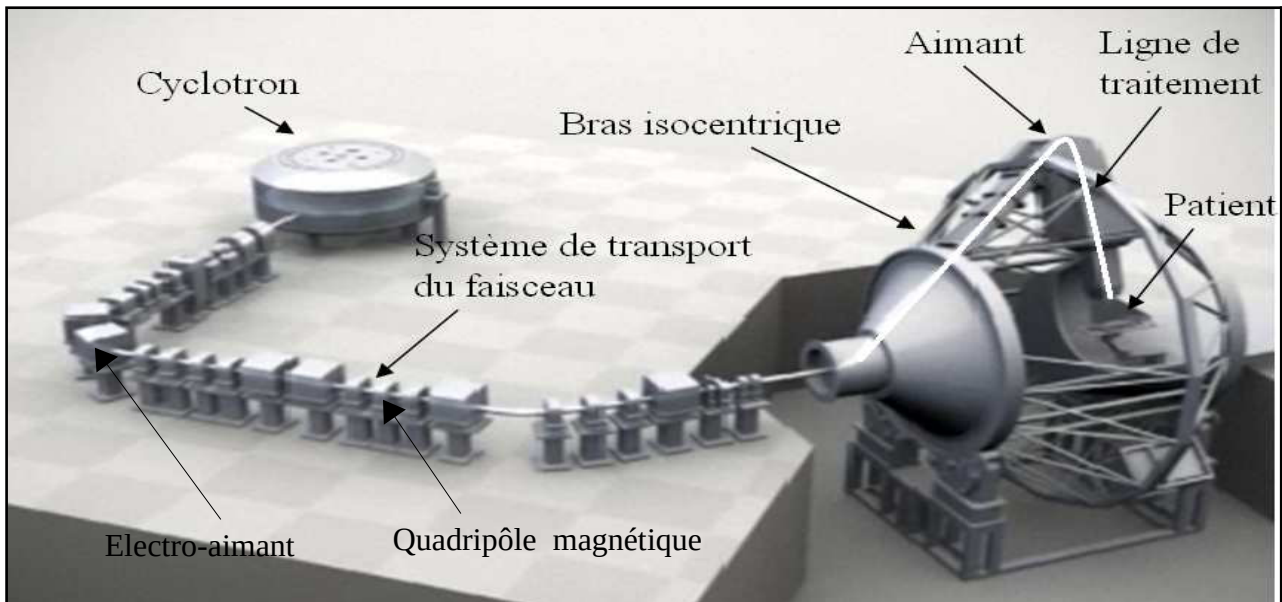


Figure I.11. Système de transport des protons du cyclotron jusqu'au gantry [52].

Le faisceau qui arrive au niveau du gantry est très étroit, sa section (diamètre) est en général très faible avec en principe une distribution de forme gaussienne : on doit donc l'élargir pour couvrir latéralement l'ensemble du volume tumoral. En outre, la largeur du pic de Bragg natif est trop étroite. Il est quasiment impossible d'utiliser le pic natif pour couvrir d'une façon homogène tout le volume tumoral en profondeur. Il faut donc une mise en forme du faisceau par l'étalement du pic de Bragg en profondeur en variant l'énergie du faisceau pendant l'irradiation : soit directement en ajustant les paquets de faisceau avant l'extraction pour le synchrotron, ou en utilisant des dégradeurs d'énergie après l'extraction dans le cas d'un cyclotron qui produit des faisceaux à énergie fixe.

Deux techniques sont actuellement utilisées pour la mise en forme du faisceau en protonthérapie : il y a la technique de diffusion passive et dynamique. Lorsqu'on fait usage des dispositifs (diffuseurs) interposés dans le faisceau pour l'élargir, on parle de la technique passive, alors qu'il est question de technique active lorsqu'on utilise des aimants pour couvrir le volume tumoral.

I.3.3.2. Technique de diffusion passive

Dans cette technique, la conformation de la dose au volume de la tumeur cible est effectuée en intercalant entre la source et le volume tumoral des dispositifs de diffusion (diffuseurs) et d'atténuation (modulateurs) du faisceau. Les diffuseurs qui sont généralement des matériaux de numéro atomique élevé, permettent d'étaler latéralement le faisceau de protons. Les modulateurs d'énergie sont des absorbeurs d'épaisseurs variables, chacun atténuant les protons d'une certaine quantité d'énergie, pour créer des pics de Bragg de différentes profondeurs, afin de couvrir d'une façon homogène le volume tumoral en profondeur.

I.3.3.2.1. Étalement du pic de Bragg

Comme déjà mentionné, le pic de Bragg natif (non modifié) est très étroit, la largeur n'excède pas quelques millimètres. Il ne permet pas de couvrir longitudinalement d'une façon homogène tout le volume tumoral cible qui peut aller jusqu'à plusieurs centimètres d'épaisseur : il doit être étalé pour couvrir la profondeur de la cible tumorale d'une façon homogène. L'étalement qui consiste à cumuler pendant l'irradiation plusieurs pics de Bragg de différentes profondeurs (différentes énergies) peut être obtenu soit en changeant l'énergie produite par l'accélérateur ou par une modulation de l'énergie en intercalant dans le faisceau des absorbeurs (communément appelés modulateurs) d'épaisseurs variables permettant d'atténuer le faisceau et de créer des pics de Bragg de différentes profondeurs dans la matière.

Les modulateurs (Figure I.12 à droite) couramment utilisés se présentent sous forme de roue, avec des secteurs vides qui laissent passer l'énergie nominale (point 1, figure I.12 à gauche), ainsi que des secteurs d'épaisseurs variables (point 2,3, figure I.12 à gauche) constitués de matériaux de numéro atomique faible qui servent à dégrader l'énergie du faisceau et ainsi diminuer la profondeur du pic de Bragg dans la matière [figure I.12 à gauche].

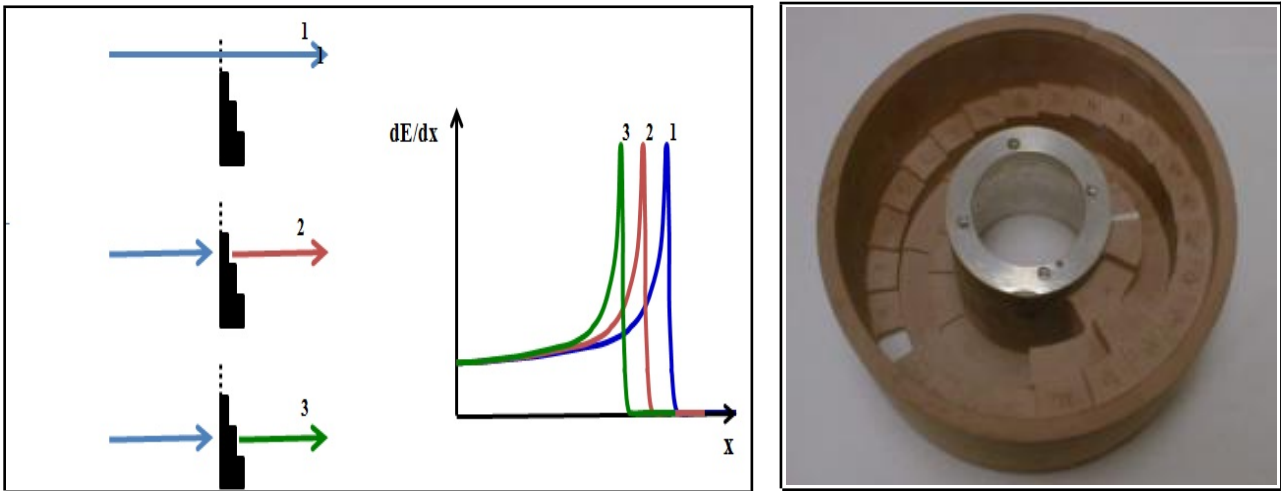


Figure I.12. Illustration de la modulation des courbes de Bragg (à gauche) [53], photo d'une roue modulatrice (à droite) avec trois niveaux d'épaisseurs différentes pour dégrader l'énergie du faisceau des protons [54].

Pour former le pic de Bragg étalé appelé en anglais SOBP (Spread-Out Bragg Peak), on procède à une superposition de pics de Bragg de différentes profondeurs comme le montre la figure I.13. Mais, pour avoir une dose uniforme sur tout le volume tumoral, il faut que les pics de Bragg moins profonds soient de fluence moindre, car ils se superposent aux plateaux de dose des pics plus profonds. On leur attribue un coefficient de fluence (une pondération) qui dépend du temps pendant lequel l'absorbeur correspondant reste dans le faisceau. Il faut être conscient que l'étalement du pic de Bragg entraîne une augmentation de la dose au niveau du plateau d'entrée du faisceau comme le montre la figure I.13. Le physicien planificateur du traitement doit trouver la direction d'irradiation en tenant compte de la dose autorisée (tolérable) de différents organes à risque qui vont être traversés par le faisceau d'irradiation.

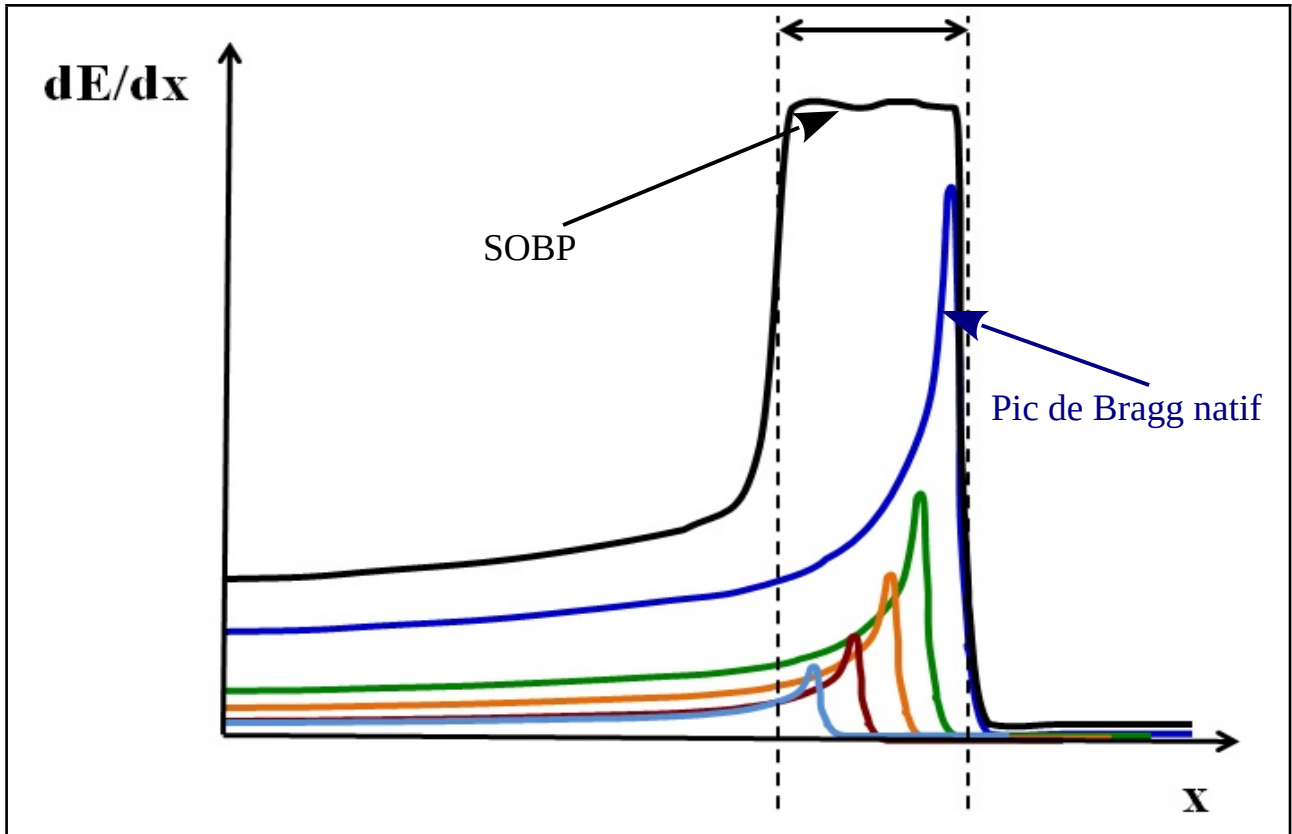


Figure I.13. Illustration de la superposition de différents pics de Bragg avec différents coefficients de pondération pour former un pic de Bragg étalé [53].

I.3.3.2.2. Étalement latéral

La technique se base sur le phénomène de déviation des protons par les noyaux du milieu traversé. L'étalement latéral est effectué à l'aide des diffuseurs qui sont généralement constitués de fines couches d'un matériau de numéro atomique élevé, car la section efficace de diffusion coulombienne est proportionnelle au numéro atomique des atomes cibles. Lorsqu'un faisceau traverse les diffuseurs, les particules sont déviées dans différentes directions par le champ coulombien des atomes du milieu diffuseur, ce qui permet l'élargissement du faisceau (straggling angulaire). Cependant, la distribution transversale du faisceau à la sortie d'un diffuseur est une gaussienne centrée sur l'axe. Avec un seul diffuseur, il est impossible d'avoir des champs homogènes larges pour des besoins cliniques. D'après Chu et al.[55], en utilisant un seul diffuseur, les champs homogènes n'excèdent pas 2 cm de rayon.

Pour élargir l'homogénéité du faisceau sur des champs larges, également appelé aplatissement du faisceau, on utilise un second diffuseur (double scattering) qui sert à compenser l'inhomogénéité de la sortie du premier diffuseur. Ce diffuseur est de forme pyramidale, il joue le même rôle qu'un cône égalisateur dans le cas de la radiothérapie par photons, l'épaisseur diminue latéralement en s'éloignant de l'axe du faisceau (voir figure I.14).

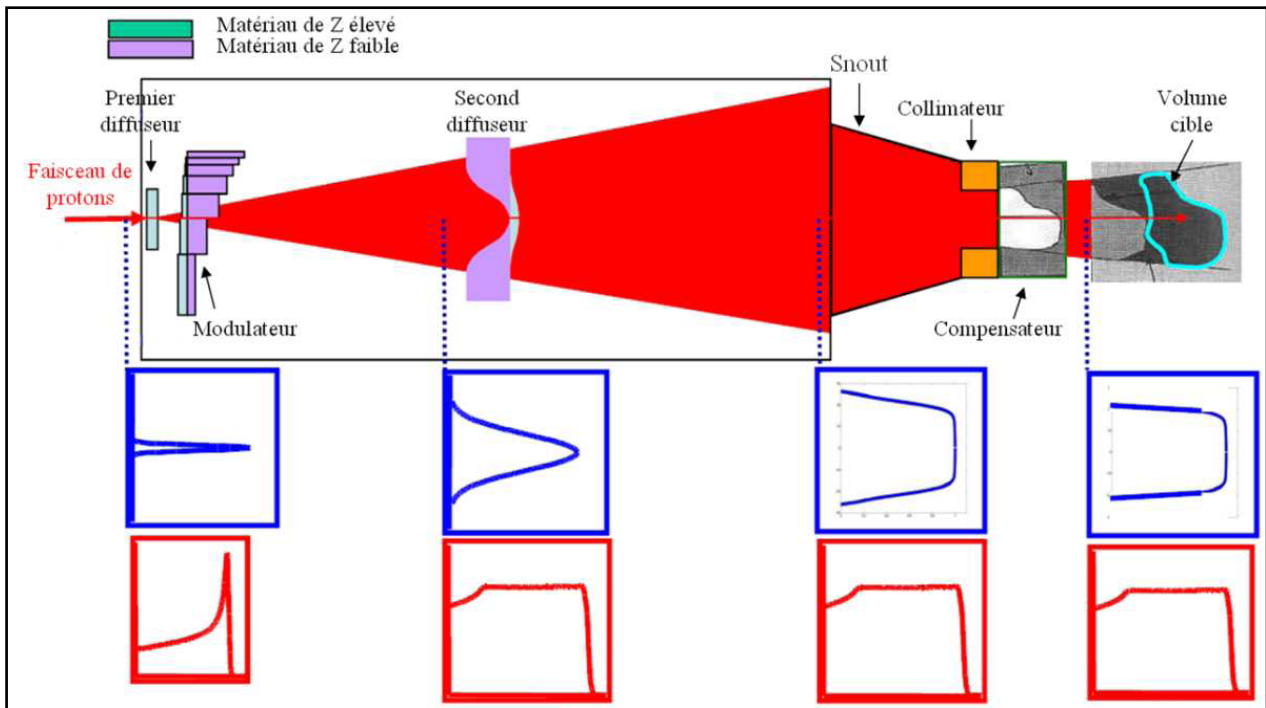
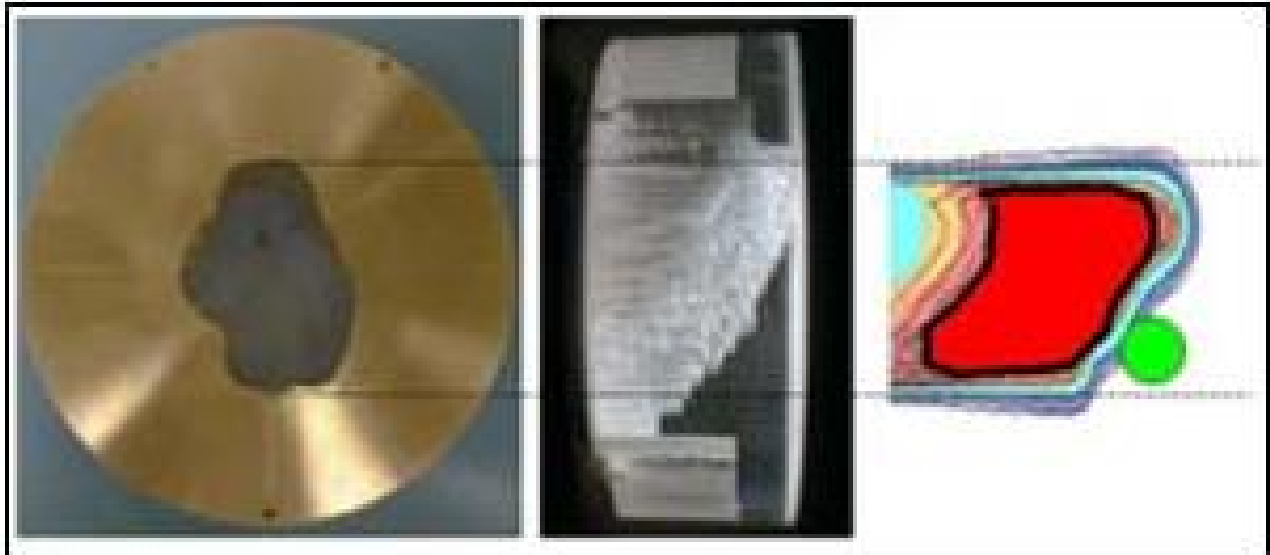


Figure I.14. Schématisation du principe de la technique de diffusion passive double. Les courbes en bleu et rouge indiquent respectivement la forme des profils latéraux et des distributions de dose en profondeur après la mise en forme du faisceau par différents dispositifs traversés [52].

Pour conformer le faisceau à la forme latérale de la tumeur dans l'angle d'irradiation, un collimateur personnalisé généralement en laiton est fabriqué pour chaque champ d'irradiation (figure I.15 à gauche). Enfin, un compensateur en plexiglas (figure I.15 milieu) permet d'adapter le faisceau de protons modulé à la forme distale du volume cible, tout en compensant la différence de densité (hétérogénéités) des tissus traversés par le faisceau d'irradiation. Le compensateur est également fabriqué pour chaque angle d'irradiation. Tous les deux dispositifs, le collimateur personnalisé ainsi que le compensateur sont montés sur le nez télescopique (snout) de la tête de traitement de la machine.



Figures I.15. Image de l'ouverture formée par le collimateur en laiton (à gauche), un compensateur en plexiglas (milieu) et représentation axiale des isodoses-couleurs qui sont des courbes dont tous les points reçoivent la même dose, dans une coupe particulière du volume irradié (à droite) [56].

Malgré la simplicité de la mise en pratique de la technique passive en protonthérapie, celle-ci présente quelques inconvénients qu'il est important de signaler. La dose en amont du volume tumoral augmente en raison de la superposition des pics de Bragg et l'utilisation des compensateurs. En outre, dans cette technique, des composants spécifiques à chaque patient, ainsi que chaque angle d'irradiation doivent être fabriqués avant chaque traitement. Enfin, et ce qui est très problématique, l'interposition de plusieurs matériaux dans le faisceau aboutit à l'augmentation des particules secondaires créées.

I.3.3.3. Techniques de mise en forme dynamique du faisceau

La mise en forme du faisceau peut aussi être effectuée par des techniques dites "dynamiques" [57] qui se basent sur les propriétés des particules chargées qui peuvent être défléchies magnétiquement. Dans cette technique de mise en forme, le volume à traiter est divisé en plusieurs tranches, elles mêmes divisées en petits volumes appelés "voxels". Chaque tranche est irradiée par une énergie précise selon sa profondeur de localisation.

Le faisceau initial très étroit (pinceau) et bien focalisé est guidé par des aimants pour

balayer le volume cible. D'une façon générale, le pinceau de faisceau est balayé d'une part par deux aimants comme le montre la figure I.16 pour déposer la dose planifiée dans chaque voxel d'une tranche, d'autre part en changeant l'énergie du faisceau tranche par tranche durant l'irradiation. L'énergie du faisceau pour chaque tranche est ajustée soit directement par la machine, soit en interposant des dispositifs généralement en plaques en plexiglas. Le balayage peut être effectué d'une façon continue ou point par point [54]. On agit sur la position, l'intensité ainsi que l'énergie de chaque pinceau du faisceau ce qui permet d'adapter la distribution de dose à des volumes tumoraux de formes complexes sans recours aux dispositifs supplémentaires passifs (diffuseurs), et ceux spécifiques à chaque patient à intercaler dans le faisceau pour la conformation de la dose à la tumeur, ce qui limite la génération des particules secondaires dans le faisceau d'irradiation.

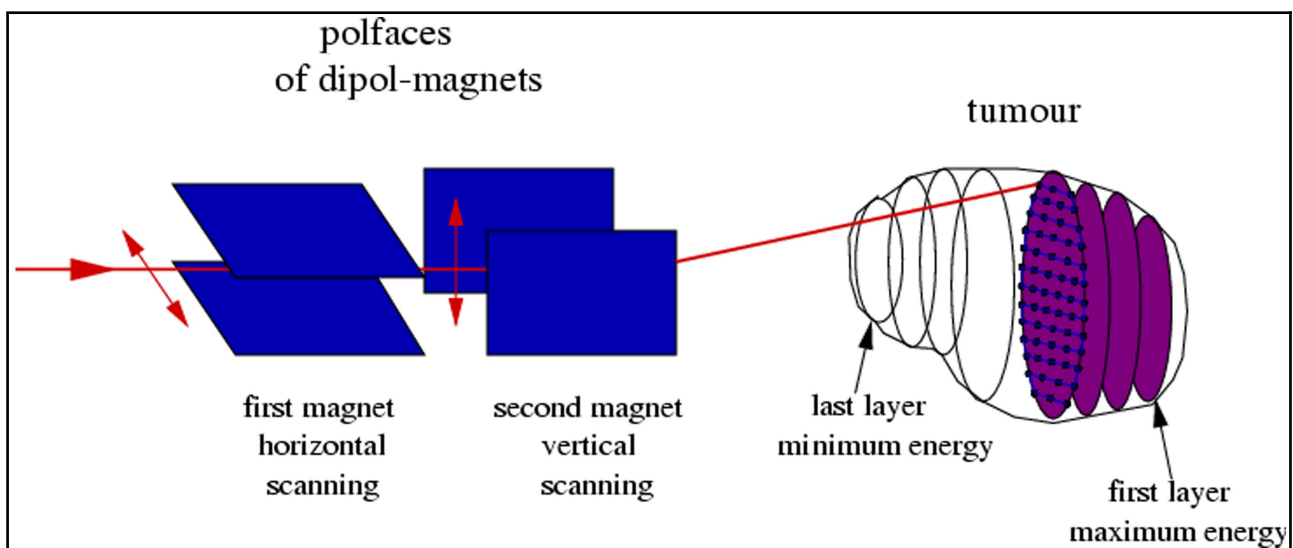


Figure I.16. Schématisation du principe de la technique de mise en forme active [58].

Cette technique permet une meilleure conformation de la dose au volume cible, tant dans sa partie distale que proximale. Néanmoins, la technique n'est pas sans inconvénients, elle demande plus de temps que la mise en forme passive et doit être mise en œuvre avec beaucoup de précaution, car elle est sensible au mouvement du patient ou de la tumeur. Chaque partie du volume cible est irradiée avec un grand fort gradient de dose, ce qui risque de fausser le traitement au moindre mouvement pour des tumeurs mobiles ou déformables durant l'irradiation (tumeurs thorax à cause de la respiration), ou lors des mouvements du patient [59].

I.3.4. Particules secondaires en protonthérapie

Les protons sont des particules avec des caractéristiques très intéressantes en radiothérapie en raison de leurs propriétés balistiques qui permettent un dépôt de dose localisé à la tumeur. Les interactions des protons sont détaillées au deuxième chapitre. L'étude de ces interactions avec la matière montre que les protons subissent des interactions de nature électromagnétique et nucléaire dans le domaine des énergies utilisées pour les applications cliniques qui donnent lieu à la production de différentes particules secondaires. Les particules secondaires créées sont de deux catégories [52]: rayonnements secondaires dits "prompts", présents uniquement au moment de l'irradiation, et les rayonnements "résiduels", résultats de la désintégration radioactive des produits d'activation. Ces derniers sont présents durant et après l'irradiation selon la période de désintégration des produits.

Pendant l'irradiation, les différents éléments de la ligne du faisceau sont activés par les protons d'irradiation ainsi que les neutrons secondaires générés. Selon le groupe PTCOG [60], les radionucléides qui dominent l'activité résiduelle sont le $^{61,64}\text{Cu}$, $^{57,58}\text{Co}$, ^{52}Mn , ^{51}Cr , ^7Be en fin d'irradiation. Selon la même source, cette activité résiduelle est dominée par le ^{65}Zn , $^{56, 57, 58}\text{Co}$, ^{54}Mn , ^{51}Cr et ^{60}Co , ^{44}Ti respectivement après 2 mois et 30 ans d'irradiation. Les éléments de la salle de traitement comme le béton des murs, l'air et le patient sont également activés, majoritairement par les neutrons secondaires créés pendant l'irradiation, bien que l'air et le patient sont également légèrement activés par les protons primaires.

Concernant les particules secondaires créées durant l'irradiation en protonthérapie, elles sont de nature électroniques et nucléaires. Les interactions électromagnétiques conduisent à la production des électrons secondaires et des photons X, alors que les interactions nucléaires créent des neutrons, les particules chargées légers ($A < 5$) et des photons gamma. Les particules chargées créées sont des protons et les ions légers (d, t, ^3He , α) [61,62].

D'une façon générale, les particules secondaires créées en protonthérapie, sont en grande partie le résultat des réactions de spallation engendrées par les collisions entre les protons et les noyaux lourds. Le mécanisme de spallation est détaillé au chap.2 (§.2.4.4) et comprend trois étapes : la cascade intranucléaire (CIN), l'évaporation et la désexcitation du noyau résiduel. La CIN aboutit à l'émission des neutrons avec une énergie et la direction d'émission qui peuvent correspondre à celles des protons incidents. L'évacuation de l'énergie (évaporation) accumulée lors de la CIN,

contribue à l'émission de neutrons moins énergétiques que lors de la CIN et leur distribution angulaire peut être considérée comme isotrope. Les particules chargées légères, ainsi que les photons sont également émis au cours de l'évaporation. Le noyau résiduel après l'évaporation est généralement radioactif, il se désintègre en émettant des neutrons, photons gamma, ainsi que d'autres particules.

En plus de la spallation, les neutrons sont également produits par interaction nucléaire inélastique. Les particules secondaires les plus énergétiques sont celles produites dans des réactions nucléaires directes ou des cascades intranucléaires. Les neutrons et les particules chargées produites par ces mécanismes peuvent avoir des énergies cinétiques élevées allant jusqu'à l'énergie des protons primaire. Par contre, les photons gamma, ont des énergies limitées aux environs de 10 MeV.

Les particules secondaires créées, selon leur nature et leur énergie, ont des trajectoires distinctes de celle du faisceau de primaire. Elles peuvent mêmes subir d'autres interactions dans les matériaux rencontrés, induisant des dépôts d'énergie à des différentes localisations, soulevant ainsi la question de la radioprotection du personnel, public et des patients [63]. Les particules secondaires chargées créées en dehors du patient ou à l'intérieur peuvent, en fonction de leur pouvoir pénétrant, déposer une dose indésirable dans les tissus sains du patient en dehors du champ de traitement. Cependant, les neutrons et les photons gamma, qui sont plus pénétrants que les particules chargées, apportent généralement la plus grande contribution à la dose secondaire dans les organes hors du champ [56]. Ils sont généralement considérés comme les principales causes d'induction de cancers secondaires chez les patients traités par protonthérapie [64, 65]. Outre le risque d'induire des cancers secondaires chez les patients, le personnel et le public (accompagnateurs des patients ou visiteurs) peuvent recevoir des doses d'irradiation non tolérables d'où la nécessité de prévoir fréquemment des mesures de dose d'ambiance dans le but de se conformer aux règles de radioprotection pour les membres du personnel et le public visitant l'installation de protonthérapie. En outre, après l'activation, la radioactivité induite dans l'équipement et les murs, a une incidence sur le processus de déclassement de l'installation. Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude d'un compteur WENDI-2 qui peut être utilisé dans le contrôle d'ambiance pour la mesure des doses dues aux neutrons, particules très pénétrantes et qui constituent une part plus importante des particules secondaires créées, et peuvent déposer de la dose loin de leur point de création.

Chapitre II. Interactions des rayonnements avec la matière

II.1. Introduction

La description des interactions des rayonnements avec la matière nous permettent de comprendre les effets sur le milieu traversé par des radiations. Les processus d'interactions montrent différents moyens de dépôt d'énergie des particules dans la matière. Quand un rayonnement pénètre dans la matière, il a une certaine probabilité d'interagir avec les atomes du milieu et de lui céder une partie ou la totalité de son énergie, ce qui conduit à des modifications d'état du milieu qui a absorbé l'énergie incidente. Les rayonnements sont classés selon leur nature et les effets sur la matière comme le montre la figure II.1. Selon leur nature, les rayonnements sont soit constitués des particules chargées (électrons, protons, deutons, alpha, ...), ou neutres (neutrons), soit électromagnétiques (rayons X, γ , ...). Selon les effets sur la matière, ils sont classés en deux catégories :

1. Les rayonnements ionisants : sont des rayonnements (particules ou photons) qui possèdent une énergie suffisante pour arracher un électron des atomes ou molécules pour produire des ionisations. Cependant à ce qui concerne la matière biologique, plusieurs auteurs considèrent qu'un rayonnement est ionisant, s'il est capable d'arracher l'électron le moins lié des atomes de la molécule d'eau (H_2O) qui constitue 70 % de la matière vivante [13], cette énergie est de 13,6 eV. Dans notre travail, nous considérons cette valeur comme l'énergie minimale pour définir les rayonnements ionisants.

Les rayonnements ionisants sont constitués soit par des ondes électromagnétiques ou particulaires. Selon leur nature, on distingue des rayonnements directement ou indirectement ionisants :

- **Les rayonnements directement ionisant :** sont constitués de particules chargées qui transfèrent directement leur énergie à la matière, par le biais des forces coulombiennes s'exerçant entre elles et les atomes du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement, c'est pour cela qu'on distingue les particules chargées lourdes (protons, ions, ...) et légères (électrons ou positons) dans la description des interactions.

- **Des rayonnements indirectement ionisants** : sont des rayonnements électromagnétiques et particules neutres, qui passent par l'intermédiaire des particules chargées pour transférer leur énergie à la matière: ils communiquent une fraction ou la totalité de leur énergie à des particules chargées qu'ils mettent en mouvement. Ensuite, ces particules chargées (secondaires) en mouvement sont ralenties et cèdent leur énergie à la matière.

2. Les rayonnements non-ionisants : sont des rayonnements électromagnétiques dont l'énergie est inférieure à 13,6 eV. Cette définition pourrait en principe s'appliquer aussi à des particules de très faible énergie. Cependant, de telles particules n'ont aucun intérêt pratique. C'est pour cela que la classification des rayonnements comme le montre la figure II.1, oppose d'une part les rayonnements électromagnétiques tels que les ondes radio, Micro-ondes, IR, visibles, UV et considérés comme non-ionisants, d'autre part les rayonnements électromagnétiques (X et γ) et les rayonnements particulaires qui constituent l'ensemble des rayonnements ionisants [13].

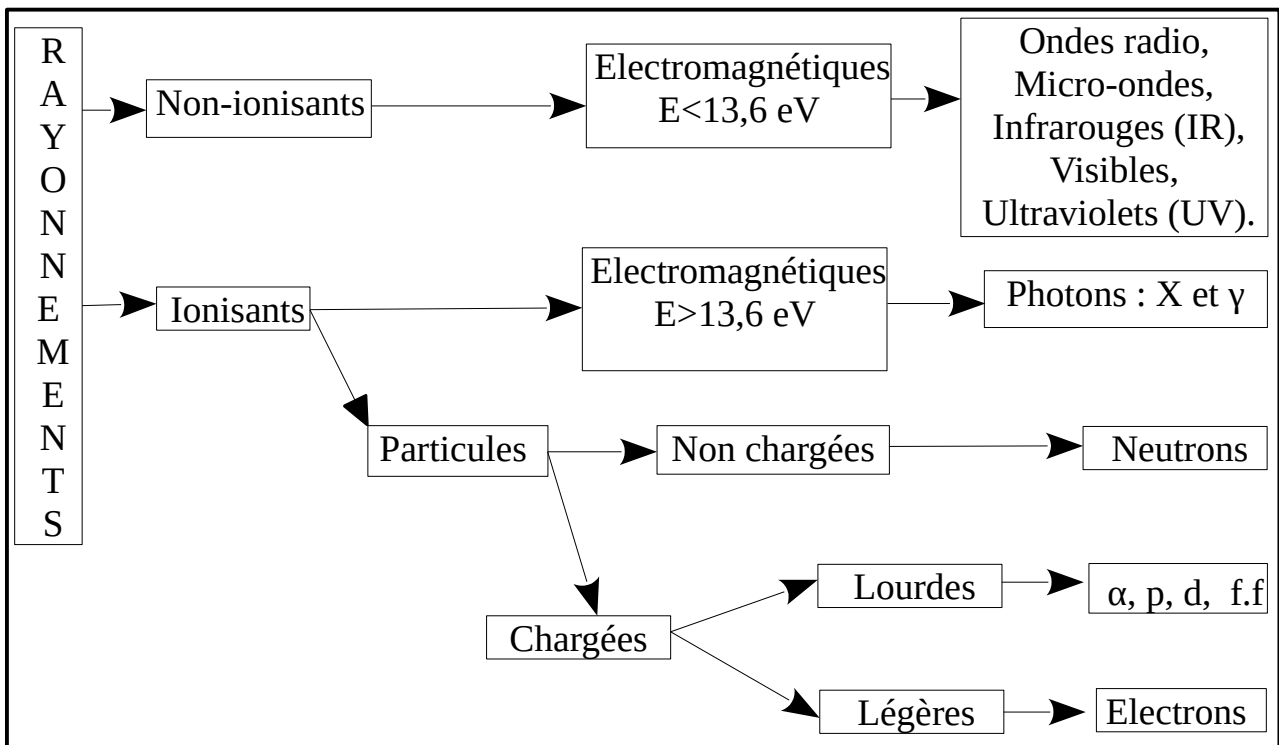


Figure II.1. Classification des rayonnements selon les effets sur la matière ainsi que leur nature.

Dans ce chapitre, nous allons examiner les différentes façons dont s'effectuent les transferts d'énergies au cours des interactions des rayonnements avec la matière. Les interactions des particules chargées (lourdes et légères), neutres (neutrons), ainsi que les interactions électromagnétiques seront décrites dans cette partie. Mais avant cela décrivons quelques grandeurs utiles dans la description des différents processus d'interactions.

II.1.1. Notion de section efficace d'interaction

La grandeur la plus importante pour décrire et interpréter les réactions entre les particules est sans doute la section efficace, notée σ , c'est une grandeur physique qui correspond à la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction considérée. L'unité couramment employée est le barn (10^{-28} m^2). On trouve souvent les sections efficaces exprimées en barn/atome ou bien en cm^2/g .

Les propriétés des noyaux sont généralement déterminées à l'aide des expériences de diffusion (collision) de particules d'un faisceau par une cible. On bombarde une cible par des particules, et on détermine la diffusion "derrière" celle-ci. On suppose que les particules dans le faisceau sont uniformément réparties dans le temps et dans l'espace. Dans cette expérience, le physicien cherche à déterminer la probabilité d'occurrence d'une réaction. La technique consiste à déterminer le nombre de particules diffusées par une cible à l'aide d'un détecteur. Par la nature aléatoire des processus d'interaction, il est primordial de faire un grand nombre de mesures, en utilisant un nombre important de particules incidentes et un grand nombre de noyaux cible, puis faire la moyenne des valeurs mesurées et déterminer le rapport entre le taux d'interaction et le flux incident.

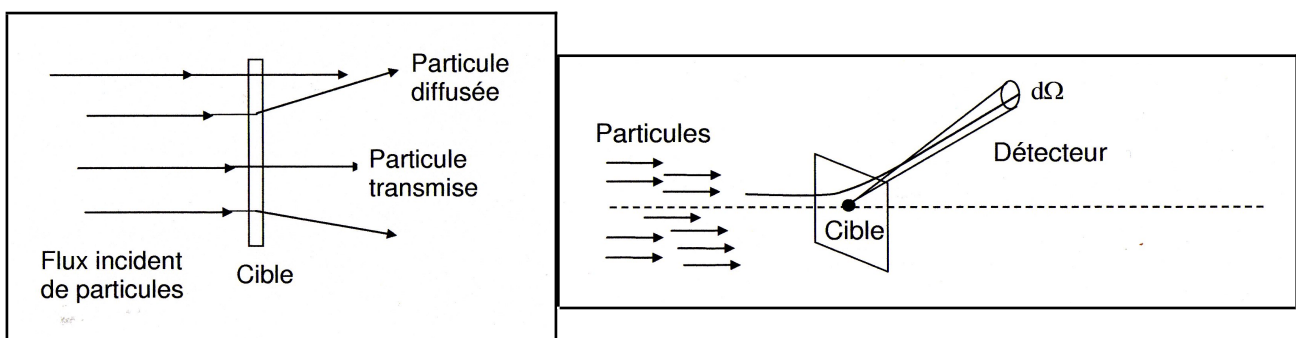


Figure II.2. Illustration schématique de la détermination de la section efficace de diffusion.

Le nombre de particules diffusées que l'on détecte est proportionnel au nombre de particules incidentes et au nombre de noyaux cible, mais inversement proportionnel à la surface A de recouvrement du faisceau sur la cible (pour un même nombre de noyaux cible et de particules incidentes, la probabilité d'interaction est grande si ceux-ci sont concentrés dans un petit volume). Le taux d'interaction T (nombre de particules diffusées par unité de temps) est donné par la relation de proportionnalité suivante :

$$T \propto \frac{N_{cible} \times I}{A} \quad [\text{II.1}]$$

avec

- N_{cible} : nombre de noyaux cible sous le faisceau ;
- I : nombre de particules incidentes par seconde ;
- A : la surface de recouvrement du faisceau sur la cible.

Cette relation (II.1) s'exprime par l'intermédiaire d'une constante de proportionnalité notée σ qui est appelée section efficace. Elle donne la probabilité d'occurrence d'une réaction. Plus la section efficace est grande, plus la réaction est probable. La relation entre T et la section efficace est alors donnée par :

$$T = \sigma \frac{N_{cible} \times I}{A} \quad [\text{II.2}]$$

Avec le flux Φ des particules incidentes qui relie l'intensité du faisceau I et la surface de recouvrement faisceau sur cible A par la relation suivante :

$$\phi = \frac{I}{A} , \quad [\text{II.3}]$$

la relation II.2 peut alors s'écrire :

$$\sigma = \frac{T}{N_{cible} \phi} \quad [\text{II.4}]$$

On peut également définir des sections efficaces différentielles ($d\sigma/d\Omega$), qui donnent le nombre de particules qui sont diffusées dans un angle solide élémentaire $d\Omega$. En intégrant sur tout l'espace, on trouve la section efficace qui est définie à l'expression II.4.

II.1.2. Libre parcours moyen

En physique des particules, le libre parcours moyen notée λ est la distance parcourue par une particule se déplaçant dans la matière avant de subir une interaction. Dans le cas où des interactions multiples sont possibles, le libre parcours moyen peut se définir comme la distance moyenne parcourue par une particule dans la matière entre deux interactions successives.

Pour calculer λ , il faut d'abord déterminer la probabilité qu'une particule ne subisse pas d'interaction pendant le trajet de longueur x . Cette probabilité est connue sous le nom de "probabilité de survie".

Considérons un faisceau de particules d'intensité I_0 projetées sur une cible. La probabilité $P(x)dx$ pour qu'une particule incidente interagisse dans un tranche d'épaisseur dx est donnée par :

$$P(x)dx = \sigma \cdot N_{cible} \cdot dx \quad [\text{II.5}]$$

En tenant compte de la définition de la section efficace, l'atténuation du faisceau dI lors de la traversée d'une cible d'épaisseur dx au bout d'un trajet de longueur x s'exprime de la manière suivante :

$$dI = -I(x)\sigma \cdot N_{cible} \cdot dx \quad [\text{II.6}]$$

$I(x)$ représente l'intensité du faisceau après avoir traverser une cible d'épaisseur x . Les termes σ et N sont respectivement la section efficace d'interaction et le nombre de centre diffuseurs par unité de volume. La probabilité $dP(x)$ pour qu'une particule du faisceau subisse une interaction entre x et $x + dx$ s'exprime selon :

$$dP(x) = \frac{I(x) - I(x+dx)}{I_0} = \underbrace{e^{-\sigma \cdot N_{cible} \cdot x}}_a \times \underbrace{\sigma \cdot N_{cible} \cdot dx}_b \quad [\text{II.7}]$$

où

a : Probabilité de survivre jusqu'à x ;

b : Probabilité d'interagir dans une couche d'épaisseur dx .

Avec l'expression de la probabilité II.7, nous pouvons obtenir le libre parcours moyen λ de la manière suivante :

$$\lambda = \int_0^{\infty} x dP(x) dx = \int_0^{\infty} x e^{-\sigma \cdot N_{cible} \cdot x} \times \sigma \cdot N_{cible} \cdot dx = \frac{1}{N_{cible} \sigma} \quad [\text{II.8}]$$

Ainsi la connaissance de la section efficace d'interaction et la nature de la cible permet de déterminer le libre parcours moyen d'interaction.

II.2. Interaction des particules lourdes chargées

Dans les interactions des particules chargées pénétrant dans un milieu, la force dominante est la force coulombienne entre la particule incidente chargée, et les électrons atomiques. Les interactions avec les noyaux, par l'intermédiaire des forces coulombiennes ou nucléaires sont rares ($\sim 10^8$ fois moins fréquentes qu'avec les électrons). Du point de vue fondamental, trois processus caractérisent l'interaction d'une particule chargée avec la matière :

1. les collisions inélastiques avec les électrons de l'atome cible ;
2. les collisions élastiques avec les noyaux de l'atome cible ;
3. Les réactions nucléaires.

II.2.1. Collisions inélastiques avec les électrons

A une particule chargée en mouvement est associé un champ électrique qui agit sur les électrons atomiques qui se trouvent au voisinage de sa trajectoire. Selon la force d'interaction on distingue différents processus :

- **Ionisation:** si le transfert d'énergie par la particule incidente est suffisant pour arracher un électron de l'atome auquel il est lié. Il y a création d'une paire d'ions (ion positif et électron) dans le milieu.
- **Excitation:** si la particule communique une énergie insuffisante pour créer une ionisation, un électron change d'état quantique. Il passe d'un état initial avec une énergie de liaison E_0 , à un état final moins lié d'énergie de liaison $E_1 < E_0$.

Pour les particules chargées lourdes, la perte d'énergie par des collisions avec les électrons atomiques est le phénomène prédominant. Selon l'énergie qui est transférée à l'atome par la particule incidente, l'ionisation et l'excitation s'accompagnent de modification d'état de l'atome concerné, on parle d'interactions (collisions) inélastiques.

L'énergie ΔE transférée à l'électron lors d'une collision est comprise entre zéro et une valeur ΔE_{\max} , donnée par l'expression suivante :

$$\Delta E_{\max} = \frac{4 m_0 M_1 E_1}{(m_0 + M_1)^2} \quad [\text{II.9}]$$

où

m_0 est la masse de l'électron au repos ;

E_1 est l'énergie cinétique de la particule incidente ;

M_1 est la masse au repos de la particule incidente.

La masse de la particule lourde étant typiquement très supérieure à celle de l'électron ($> 10^3$), on peut écrire:

$$\Delta E_{\max} = \frac{4 m_0 E_1}{M_1} \quad [\text{II.10}]$$

En réalité les très faibles transferts d'énergie sont beaucoup plus probables que les transferts d'énergie voisins de ΔE_{\max} parce que la probabilité de transfert varie en $1/(\Delta E)^2$. Le ralentissement des particules chargées lourdes s'effectue donc au cours d'un très grand nombre d'interactions à faible transfert d'énergie par chaque choc, la particule ne subit qu'une faible déviation et les trajectoires peuvent être considérées comme rectilignes.

II.2.2. Collisions élastiques avec le noyau

Ce processus entre une particule lourde chargée et les noyaux des atomes cibles est dominant pour les faibles énergies. L'énergie interne des projectiles et des cibles n'est pas modifiée. L'énergie cinétique totale est conservée au cours de la collision. Le

transfert d'énergie s'effectue par échange de quantité de mouvement du projectile vers la cible.

Le transfert d'énergie est maximal pour les chocs frontaux. On utilise généralement pour décrire ces collisions le modèle de l'atome de Bohr [66]. Dans cette approche, le noyau est un centre ponctuel chargé positivement autour duquel gravitent, sur des orbitales, des électrons. Ces électrons peuvent constituer une charge d'écrantage. Dans un réseau cristallin, si l'énergie cinétique transférée est supérieure à l'énergie nécessaire pour déplacer un atome vers un autre site, il y a création de défaut. Dans le cas contraire il y a un échauffement de la cible. En général, si les collisions élastiques contribuent faiblement à la perte d'énergie totale d'une particule chargée rapide dans la matière, elles contribuent largement à la déflexion angulaire de celle-ci, ainsi qu'aux dommages créés dans la cible (déplacement d'atomes).

II.2.3. Les interactions nucléaires : particules lourdes chargées

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux protons qui sont des particules chargées positivement. Ces particules ont été utilisées pour la production des neutrons que nous avons utilisés dans nos mesures avec le détecteur WENDI-2 [cfr Chap. V]. Comme nous l'avons signalé précédemment, les interactions des particules chargées avec les noyaux par l'intermédiaire des forces coulombiennes ou nucléaires sont minimales ($\sim 10^8$ fois moins fréquentes qu'avec les électrons). Cependant, lorsque l'énergie cinétique des protons devient assez grande pour surmonter la barrière de Coulomb, les interactions nucléaires deviennent possibles. La probabilité qu'un proton subisse une interaction nucléaire augmente en fonction de l'énergie jusqu'à ~ 1 GeV. Selon le matériau cible, cette probabilité est d'environ 20 à 35 % pour les protons de 200 MeV-250 MeV [67].

Les interactions nucléaires peuvent être élastiques ou non élastiques. Dans le 1^{er} cas, l'énergie cinétique interne du système (projectile+noyau cible) est conservée, l'atome cible reste dans son état fondamental, pas d'énergie d'excitation communiquée par le projectile. Dans les interactions inélastiques, le noyau cible reçoit une énergie de la part de la particule incidente qui le met dans un état excité. La désexcitation du noyau qui prend plusieurs formes est décrite dans les sections suivantes.

II.2.4. Mécanismes des réactions nucléaires

Dans cette partie, nous décrivons différents processus de réaction, valables pour différentes particules incidentes (chargées ou non). Les réactions nucléaires font intervenir différents mécanismes tels que décrits par E.Weisskopf [68]. La figure II.3 illustre une représentation schématique des différents processus de réaction d'un projectile avec le noyau : élastiques et non-élastiques. La réaction élastique signifie que l'énergie cinétique totale de la particule incidente est conservée. Cette réaction est en général un processus rapide, mais lorsque l'énergie est faible (< 10 MeV), elle peut se réaliser après la formation d'un noyau composé (appelée élastique composée). Nous allons décrire différentes réactions nucléaires non-élastiques qui peuvent se produire selon l'énergie des projectiles ainsi que la désexcitation du noyau après son excitation.

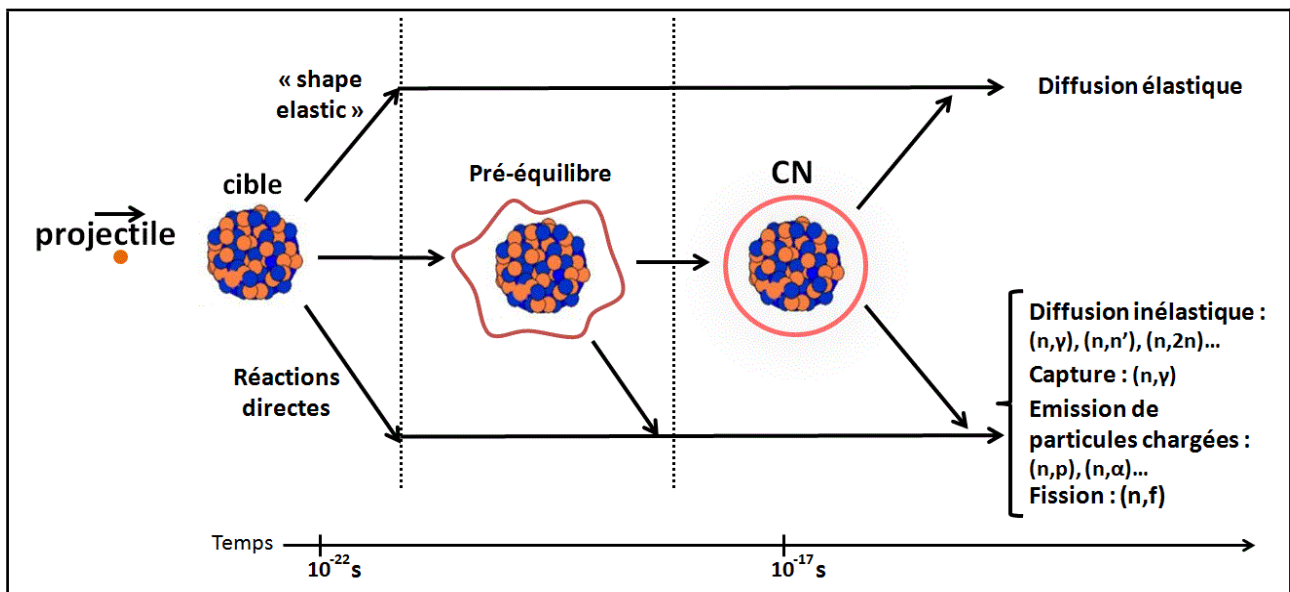


Figure II.3. Illustration schématique des différents processus de réaction nucléaire [69].

II.2.4.1. Réactions directes

Les réactions directes, sont des réactions qui procèdent de l'état initial à l'état final en une seule étape, par opposition aux réactions avec formation de noyau composé qui seront décrites dans les sections suivantes. Ces réactions directes sont caractérisées par une durée très courte, de l'ordre du temps mis par le projectile pour traverser le

noyau ($\sim 10^{-22}$ s) [70, 71]. Aucun système intermédiaire n'est formé (elles s'effectuent en une seule étape), de sorte que le canal sortant est directement relié au canal entrant. Les particules émises ont une distribution angulaire fortement pointée vers l'avant (dans la direction du projectile). Ces réactions n'impliquent pas beaucoup d'interactions entre le projectile et les nucléons : le projectile peut interagir avec peu de nucléons à la périphérie du noyau atomique.

II.2.4.2. Réactions de noyau composé

Pour les hadrons de basse énergie (quelques MeV), les tests expérimentaux de collision avec un noyau suggèrent la capture du projectile incident par ce dernier pour former un système composé excité qui se désexcite par émission de particules légères. Expérimentalement, on a constaté que la durée de ce type de réaction est très supérieure au temps de passage du nucléon incident dans le volume du noyau (de l'ordre de 10^{-17} sec). Ce qui a amené Bohr à considérer la désexcitation du noyau composé comme indépendant de son mécanisme de formation [72]. Le noyau résiduel excité va se désexciter de deux manières : soit par évaporation (noyaux résiduels lourds), soit par break-up (noyaux résiduels légers). Les particules émises lors de la désexcitation présentent une distribution angulaire quasi-isotrope dans le centre de masse, car le noyau composé équilibré a perdu toute information du processus qui l'a créé et de la direction du projectile incident.

II.2.4.3. Réactions de pré-équilibre

Pour des énergies d'un hadron incident d'une dizaine de MeV, les expériences montrent que les émissions des particules secondaires ne sont plus isotropes, mais beaucoup dirigées dans la direction de la particule incidente. Ce qui laisse penser que les particules secondaires sont émises avant que le noyau n'ait eu le temps d'atteindre l'équilibre thermodynamique, l'hypothèse de formation d'un noyau composé n'est plus valable : ce type de réaction est appelé réactions de pré-équilibre. Le processus se déroule en plusieurs étapes. Les particules secondaires créées sont émises avant la répartition équitable de l'énergie du système.

II.2.4.4. La réaction de spallation

La réaction de spallation est un processus dans lequel un projectile (proton, neutron, ...) avec l'énergie cinétique de plusieurs centaines de MeV à plusieurs GeV interagit avec un noyau atomique et provoque l'émission d'un nombre important de hadrons (principalement des neutrons) ou des fragments. La spallation comporte deux étapes comme le montre la figure II.4 : la cascade intranucléaire et la désexcitation.

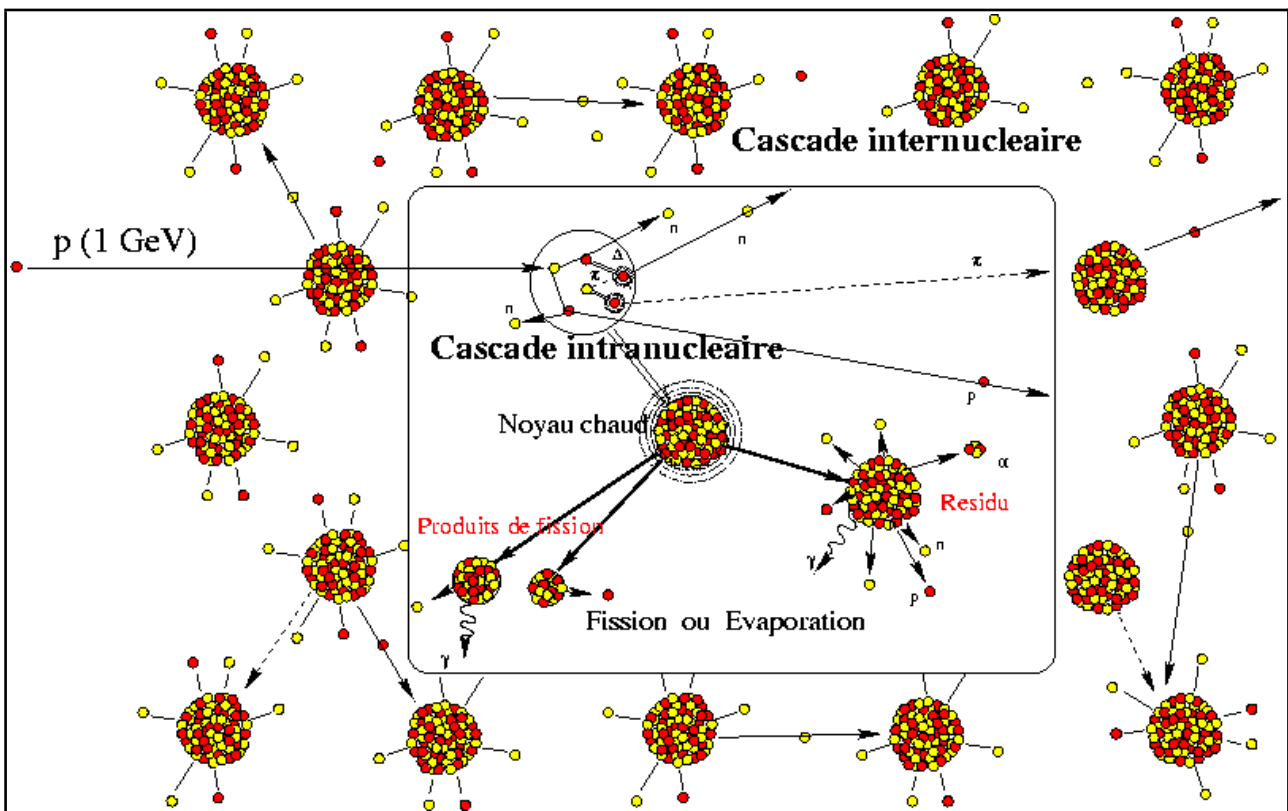


Figure II.4. Représentation schématique de la réaction de spallation macroscopique [73]. La cascade intranucléaire aboutit à la formation d'un pré-fragment excité (noyau chaud). Selon sa taille et son énergie d'excitation, ce dernier peut se désexciter par fission, évaporation de particules légères, ou émission de fragments de masse intermédiaire (IMF). Chacune des particules de haute énergie émise dans la phase de cascade intranucléaire, peut induire une nouvelle réaction de spallation avec un noyau lourd proche voisin, ce qui engendre alors une cascade inter-nucléaire.

Serber [74] est l'un des premiers à avoir donné une interprétation théorique de ces réactions nucléaires à plus haute énergie, et à avoir ainsi établi les principes généraux

de la réaction de spallation. Il explique que les caractéristiques générales de ces réactions sont très différentes de celles à basse énergie. Selon Serber, il est possible, de traiter ces réactions nucléaires à haute énergie comme une suite de collisions entre la particule incidente et les nucléons individuels du noyau cible, suivie par un modèle d'évaporation de particules.

Un nucléon incident de plusieurs centaines de MeV possède un libre parcours moyen λ dans le noyau défini par :

$$\lambda = \frac{1}{\rho_0 \sigma_{NN}} \quad [\text{II.11}]$$

où ρ_0 est la densité moyenne du noyau en nombre de nucléons par unité de volume ($0,16 \text{ fm}^{-3}$) et σ_{NN} la section efficace totale de diffusion nucléon-nucléon.

La longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente $\lambda_b = h/p$ est inférieure au libre parcours moyen des nucléons à l'intérieur du noyau. La réaction peut être modélisée à l'échelle du nucléon, la particule incidente va subir une ou plusieurs interactions à l'intérieur du noyau cible avant d'en ressortir. Le nucléon n'est pas absorbé totalement par le noyau cible pour former un noyau composé comme l'a prédit N. Bohr [72] pour les réactions neutron-noyau de faible énergie.

Les collisions successives entre le nucléon incident et les nucléons individuels du noyau sont appelées "cascade intranucléaire". Cette phase rapide dure environ 10^{-22} s et conduit à l'éjection de particules énergiques, préférentiellement dans le sens du projectile et laisse le noyau cible dans un état excité [voir figure II.4].

La cascade dure jusqu'à ce que l'énergie déposée par la particule incidente soit répartie uniformément sur tous les nucléons du noyau. Le pré-fragment (noyau chaud) ainsi formé est caractérisé par sa masse A , sa charge Z , son énergie d'excitation E^* et son moment angulaire total J . Ce noyau est l'équivalent à haute énergie du noyau composé excité (basse énergie) et les canaux de désexcitation sont considérés comme indépendants de la voie d'entrée.

L'énergie d'excitation du pré-fragment par nucléon peut atteindre quelques MeV, c'est pour cela que de nombreux mécanismes de désexcitation sont variés tels que

l'évaporation de particules légères, la fission symétriques ou asymétriques, multi-fragmentation, etc ...

Dans la réaction de spallation, le mécanisme de désexcitation dépend de la nature du noyau cible et l'énergie du projectile incident. L'énergie d'excitation moyenne par nucléon en fin de cascade est d'autant plus forte que le noyau est léger.

II.2.5. La formule de Bethe-Bloch

Pour déterminer le ralentissement des particules chargées, on utilise la grandeur dE/dx appelée également "pouvoir d'arrêt" qui représente la perte d'énergie par unité de longueur de la trajectoire parcourue par les particules incidentes. Cette grandeur a été pour la première fois calculée par Bohr en utilisant des arguments classiques, puis par Bethe et Bloch et al. en utilisant une approche quantique [75]. Nous allons donner dans la section suivante la formule de Bethe-Bloch indispensable pour le calcul de la perte d'énergie des particules chargées dans la matière.

La formule de Bethe-Bloch décrit la perte d'énergie des particules chargées rapides dans la matière. Cette formule a été décrite par Bethe-Bloch [76, 77, 78]. Dans leur calcul, le transfert d'énergie est paramétré en termes de transfert d'impulsion plutôt que de paramètre d'impact. "Ce qui est, bien sûr, plus réaliste puisque le transfert d'impulsion est une quantité mesurable alors que le paramètre d'impact ne l'est pas" [75]. D'après le calcul de Bethe et Bloch, la perte d'énergie par unité de longueur est donnée par l'expression :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad [\text{II.12}]$$

L'équation II.12 représente la formule de Bethe-Bloch de base pour le calcul de la perte d'énergie, à laquelle on ajoute deux corrections, à savoir : la correction "δ" pour tenir compte des effets de densité de charge à haute énergie, et la correction "C" pour tenir compte de la structure complète des noyaux de la matière (liaison des électrons). La formule devient :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad [\text{II.13}]$$

où

- z : la charge de la particule incidente ; e : charge de l'électron ;
 v : la vitesse de la particule incidente ; δ : correction densité ;
 m_e : la masse au repos de l'électron ; β : v/c de la particule incidente ;
 Z : numéro atomique du milieu absorbant ; r_e : rayon classique de l'électron ;
 N_a : nombre d'Avogadro ($6,022 \times 10^{-23} \text{ mol}^{-1}$) ; ρ : densité du milieu absorbant ;
 A : masse atomique du milieu absorbant ; γ : $1/\sqrt{1-\beta^2}$;
 c : la vitesse de lumière dans le vide ;
 I : valeur moyenne du potentiel d'excitation et d'ionisation des atomes du milieu considéré ;
 C : constante de correction qui dépend de l'énergie et de Z lorsque l'on tient compte de la structure complète des noyaux de la matière ;
 W_{max} : énergie maximum transférée en une seule collision.

L'énergie maximale transférée par une particule incidente de masse M dans une collision W_{max} est donnée par :

$$W_{max} = \frac{2 m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2 + s^2}} \quad [\text{II.14}]$$

où $s = m_e/M$ et $\eta = \beta\gamma$. Si $M \gg m_e$, alors $W_{max} \approx 2m_e c^2 \eta^2$.

La constante d'ionisation (I) appelée également le potentiel moyen d'excitation, tient compte des propriétés globales des atomes (niveaux d'excitation et sections efficaces relatives de ces excitations) : c'est une valeur difficile à calculer. Pour plusieurs matériaux, elle a été déduite des valeurs mesurées de dE/dx et paramétrisée en fonction de Z . La valeur moyenne de I est donnée par la formule semi-empirique (en eV) :

$$\frac{I}{Z} = \begin{cases} 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} & \text{si } Z < 13 \\ 9,76 + 58,8Z^{-1,19} \text{ eV} & \text{si } Z \geq 13 \end{cases} \quad [\text{II.15}]$$

La correction de densité de charge (δ) est due au fait que le champ électrique de la particule incidente polarise les atomes près de sa trajectoire. Cette polarisation réduit l'effet du champ électrique sur les électrons plus éloignés (effet d'écran). Cela réduit la perte d'énergie $-dE/dx$ ($\delta > 0$). Cet effet est plus important si l'énergie des particules augmente (le champ électrique est plus étendu), ou si la densité du matériau est plus élevée (liquides et solides). La correction C/Z tient compte des effets de liaison des électrons et est importante à basse énergie. La figure II.3 montre une comparaison de la formule Bethe-Bloch en tenant compte ou non des corrections δ et C .

D'autres corrections en plus des deux citées ci-dessus sont à prévoir pour la validité de la formule de Bethe-Bloch en incluant les corrections de Barkas-Andersen, Bloch, et correction de densité de Fermi pour les plus grandes énergies. Ces corrections peuvent être consultées dans les articles de Ahlen [79, 80] et la publication ICRU 49 [22].

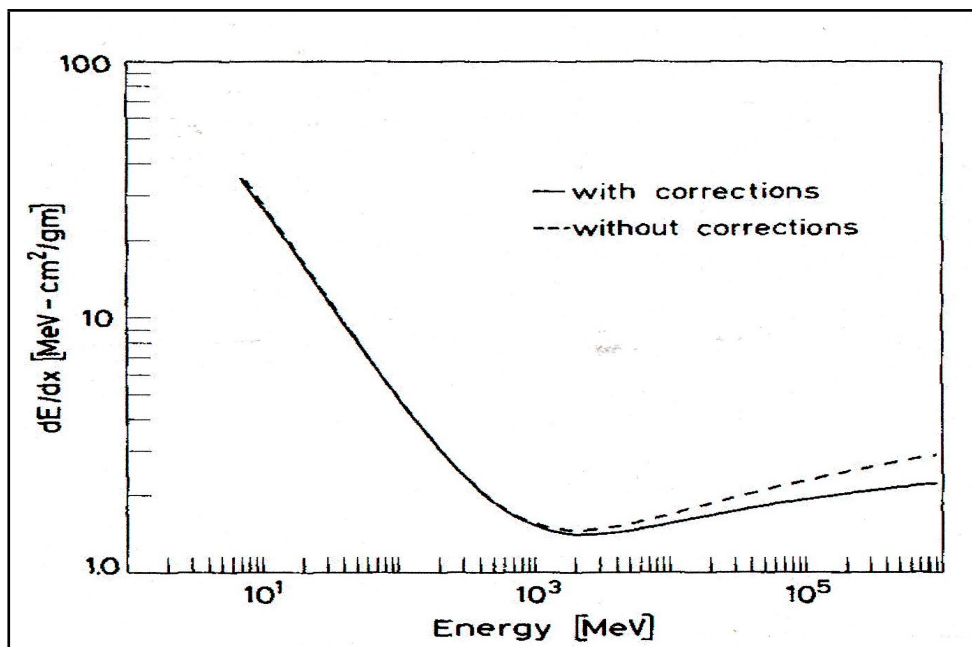


Figure II.5. Comparaison de la formule de Bethe-Bloch en tenant compte ou non de la correction de la densité de charge (δ) et des effets de liaison des électrons C/Z pour le cas du cuivre en fonction de l'énergie [75].

II.2.5.1. Dépendance en énergie de la formule de Bethe-Bloch

La figure II.6 représente la formule de Bethe-Bloch en fonction de l'énergie pour différents types de particules. Pour les particules non relativistes, dE/dx est dominé approximativement par le terme β^{-2} , sa valeur diminue quand la vitesse augmente jusqu'à atteindre une vitesse v d'environ $0,96c$. Les particules avec cette énergie sont appelées des particules au minimum d'ionisation (MIP's). La valeur minimum de dE/dx est presque identique pour les différentes particules de même charge dans un même milieu. De plus, il est presque constant, de 1 à $2 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$ pour beaucoup de matériaux. Après le minimum, à haute énergie, β tend vers 1 , et le terme $1/\beta$ devient presque constant, dE/dx croît à cause du terme logarithmique en γ^2 . Cette croissance appelée "remontée relativiste" est compensée en partie par la correction de densité telle que le montre la figure II.5. Pour les énergies avant la valeur minimum d'ionisation, chaque particule a une courbe dE/dx qui, dans la plupart des cas, se distingue des autres types de particules (figure II.6). Cette propriété est souvent exploitée pour l'identification des particules dans cette gamme d'énergie [75].

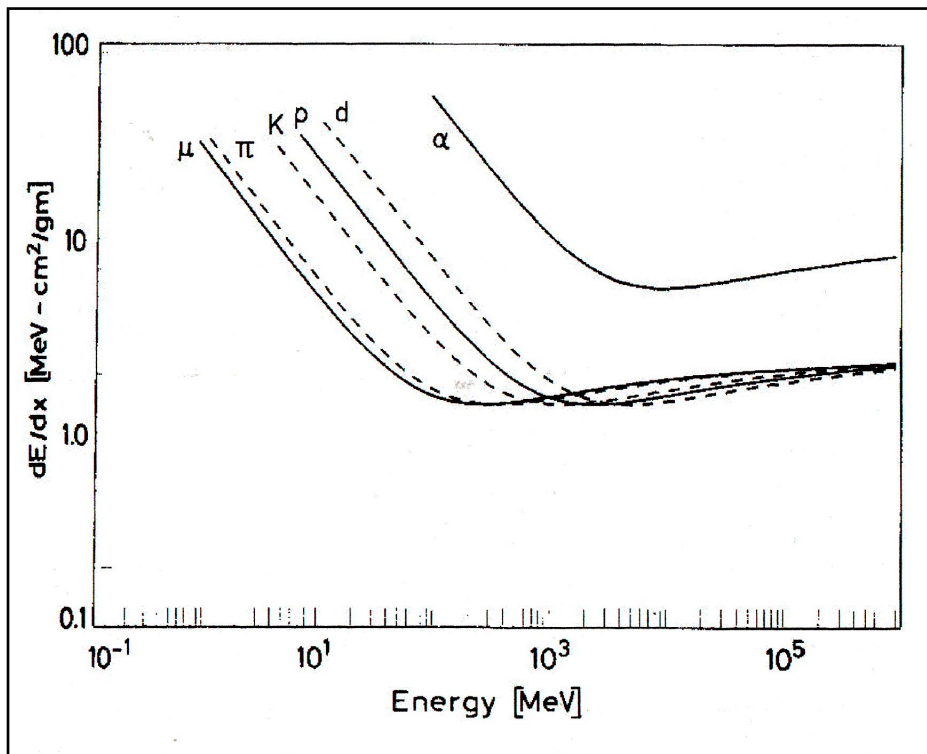


Figure II.6. La perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) en fonction de l'énergie de différents particules lourdes chargées [75].

A une certaine énergie de la particule (par exemple < 100 MeV pour des protons sur la figure II.6), la perte d'énergie est proportionnelle à z^2/v^2 , z et v étant la charge de la particule et sa vitesse. Cette proportionnalité est valable jusqu'à l'énergie qui correspond au minimum d'ionisation de la particule.

À plus basse énergie (non montré à la figure II.6), pour des ions légers de moins de 10 MeV/u, l'état de charge du projectile décroît et z doit être remplacé dans l'équation II.13 par la charge effective z_{eff} [81] :

$$z_{\text{eff}} = Z_p [1 - \exp(-125 \beta Z_p^{2/3})] \quad [\text{II.16}]$$

Avec Z_p , numéro atomique du projectile.

Lorsque la particule lourde se déplace dans la matière, elle perd progressivement son énergie par des collisions successives avec les électrons atomiques. Elle est ralentie, sa vitesse diminue, et la perte d'énergie par unité de longueur $dE/dx \approx z^2/v^2$ devient de plus en plus importante, d'où plus d'énergie par unité de longueur est perdue vers la fin du parcours des particules plutôt que dès son entrée dans la matière. La perte d'énergie maximale intervient lorsque le projectile atteint la vitesse v_p définie par :

$$v_p \approx Z_p^{2/3} v_0 \quad [\text{II.17}]$$

avec v_0 , vitesse de Bohr : $v_0 = 2,2 \times 10^6$ m/s.

La figure II.7, montre la perte d'énergie par unité de masse (dose) pour les protons dans l'eau (tissus-équivalent) normalisée par rapport à la dose maximale déposée [82]. En effet, au fur et à mesure que la particule est ralentie, la perte d'énergie devient de plus en plus importante. La grande partie de son énergie est déposée vers la fin du parcours. Ce comportement des particules lourdes chargées est particulièrement utilisé dans les applications médicales des radiations où l'on souhaite délivrer une dose suffisante de radiations à des tumeurs cancéreuses se trouvant en profondeur avec un minimum d'irradiation en amont et en aval de la cible tumorale.

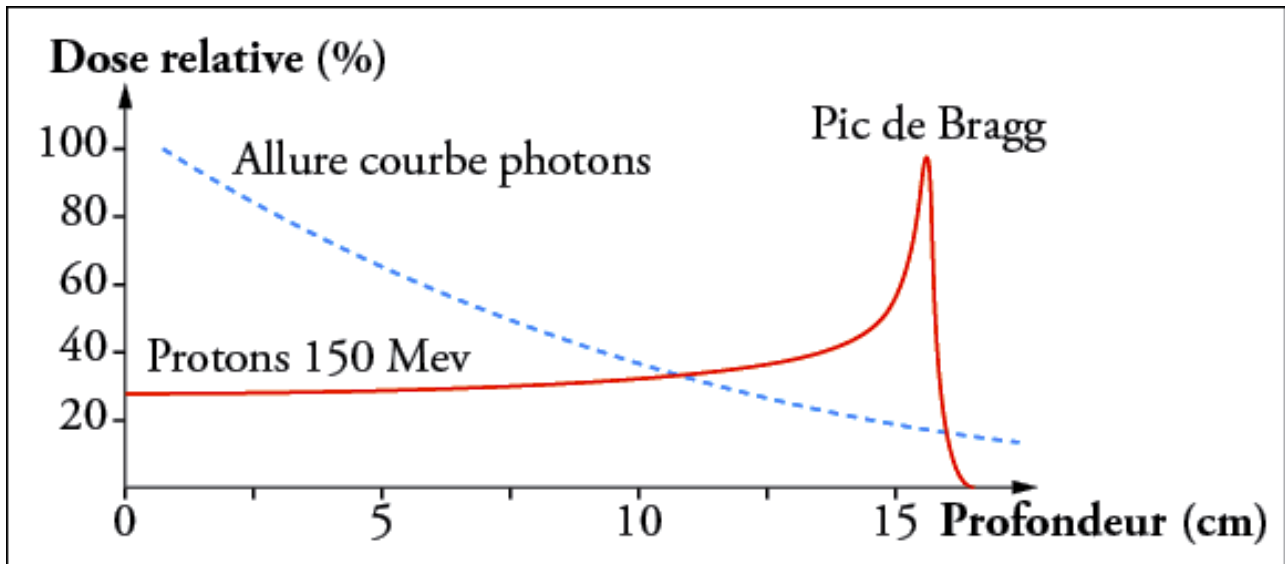


Figure II.7. Représentation schématique d'une courbe de Bragg pour les protons dans l'eau [82]. La perte d'énergie est plus importante à la fin du parcours des particules. L'allure de la courbe des photons est montrée pour illustrer la différence de comportement de perte d'énergie pour les deux types de particules utilisés en radiothérapie.

II.2.5.2. Le transfert d'énergie linéique des ions

Lorsqu'on s'intéresse au milieu absorbant (et non plus à la particule), on utilise le TEL (LET : Linear Energy Transfer en anglais). Cette grandeur est définie dans le rapport ICRU 49 [22], comme l'énergie moyenne transférée (dE) au milieu par une particule incidente d'énergie E , par unité de longueur (dx) parcourue par la particule incidente. Cette grandeur est généralement exprimée en $\text{KeV}/\mu\text{m}$.

La figure II.8 représente la contribution élastique ($-dE/dx)_v$ et inélastique ($-dE/dx)_e$, où la 1^{ère} valeur est le pouvoir d'arrêt nucléaire et la seconde le pouvoir d'arrêt électronique. Les pertes d'énergie par collisions élastiques (de type ion-noyau) dominent le ralentissement de l'ion uniquement dans le régime des très faibles vitesses ($V_{\text{ion}} \ll V_0$), et deviennent ensuite négligeables. Dans le domaine des vitesses $v_{\text{ion}} \gg V_0$, le rapport entre la perte d'énergie électronique ($-dE/dx)_e$ et la perte d'énergie nucléaire ($-dE/dx)_v$ est supérieure à 10^3 .

Selon les régimes des vitesses, on distingue trois domaines pour l'évaluation de la perte d'énergie par collisions inélastiques ($-dE/dx)_e$. Ces domaines sont définis par

rapport à la la vitesse moyenne V_0 ($v_0 Z^2_{ion}$) des électrons liés dans le modèle de Thomas-Fermi. En considérant V_{ion} comme la vitesse de l'ion incident, on a :

1. le régime des grandes vitesses lorsque $V_{ion} \gg V_0$;
2. le régime des vitesses intermédiaires lorsque $V_{ion} \approx V_0$;
3. le régime des basses vitesses lorsque $V_{ion} \ll V_0$.

La figure II.8 représente les variations du TEL en fonction de la vitesse de l'ion (V_{ion}).

- ◆ Pour des grandes vitesses devant la vitesse des électrons ($V_{ion} \gg V_0$), le TEL est donné par la formule de Bethe. Dans ce domaine, la perte d'énergie est proportionnelle à :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e \propto \frac{Z_{ion}^2}{V_{ion}^2} \log\left(\frac{2m_e V_{ion}^2}{I}\right) \approx K \frac{Z_{ion}^2}{V_{ion}^2} nZ \quad [\text{II.18}]$$

Z_{ion} , V_{ion} respectivement la charge et la vitesse de l'ion, n est le nombre d'atomes par unité de volume de la cible et Z , le numéro atomique de la cible.

Avec l'expression II.18, cela signifie que la perte d'énergie diminue lorsque l'énergie de la particule augmente. Cette formule est valable pour les ions de très grande vitesse non relativiste.

- ◆ Pour des vitesses intermédiaires ($V_{ion} \cong V_0$), la valeur du TEL passe par un maximum.
- ◆ Pour des vitesses faibles ($V_{ion} \ll V_0$) : la vitesse de l'ion est très faible devant la vitesse des électrons : il y a réarrangement des niveaux électroniques au cours de l'interaction et formation d'une quasi-molécule. Des électrons passent de l'ion vers l'atome cible et réciproquement : il y a échange de quantités de mouvement d'électrons proportionnel à V_{ion} . Firsov [83] a montré que le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse de l'ion dans ce domaine de vitesse et est donnée approximativement par :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{N \times 5,15 \times (Z_{ion} + Z) \times 10^{-15} \times V_{ion}}{V_0} \quad [\text{II.19}]$$

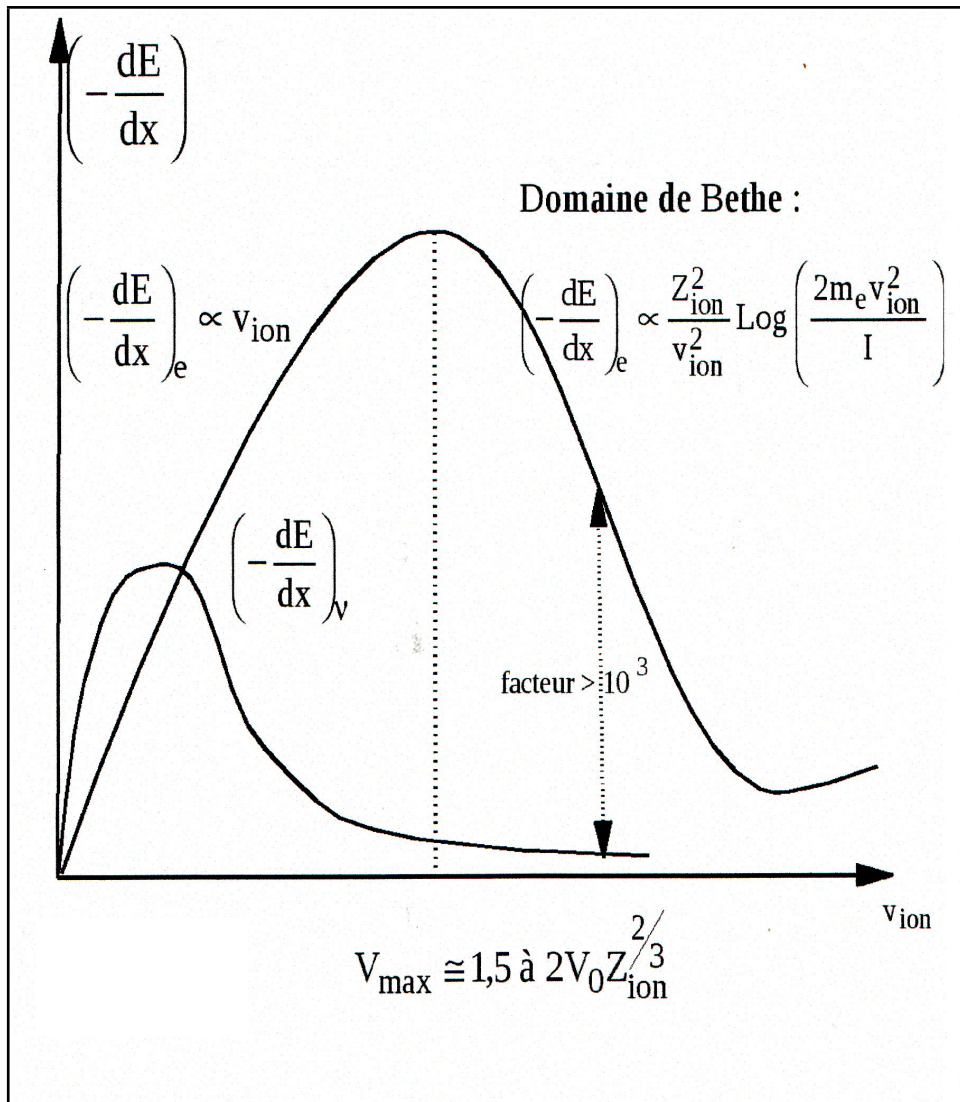


Figure II.8. Variation du TEL en fonction de la vitesse de l'ion [13].

II.2.6. Pouvoir d'arrêt

Comme nous l'avons vu précédemment, les interactions aboutissent à un transfert d'énergie de la particule au milieu. Ce transfert d'énergie concerne en grande partie les électrons et dans une moindre mesure aux noyaux atomiques. Le pouvoir d'arrêt noté S est défini comme l'énergie perdue par unité de longueur parcourue par la particule dans la matière :

$$S = \frac{dE}{dl} \tag{II.20}$$

Le pouvoir d'arrêt est fonction de la charge de la particule, de l'énergie et du milieu d'interaction, il s'exprime en MeV/cm (pouvoir d'arrêt linéaire). Très souvent, le pouvoir d'arrêt se rapporte à la densité du milieu, dans ce cas on l'appelle pouvoir d'arrêt massique, il s'exprime en MeVcm²g⁻¹:

$$S = \frac{dE}{\rho dl} \quad [\text{II.21}]$$

La figure II.9 montre le pouvoir d'arrêt des protons dans l'eau liquide qui est considérée comme milieu tissus biologique équivalent, calculé par le programme PSTAR (Protons Stopping power And Range) qui est accessible librement pour le calcul du pouvoir d'arrêt et parcours pour les protons dans divers matériaux [84]. On remarque que le ralentissement des protons d'usage en protonthérapie (50 - 250 MeV) dans le milieu tissus équivalent est essentiellement d'origine électronique.

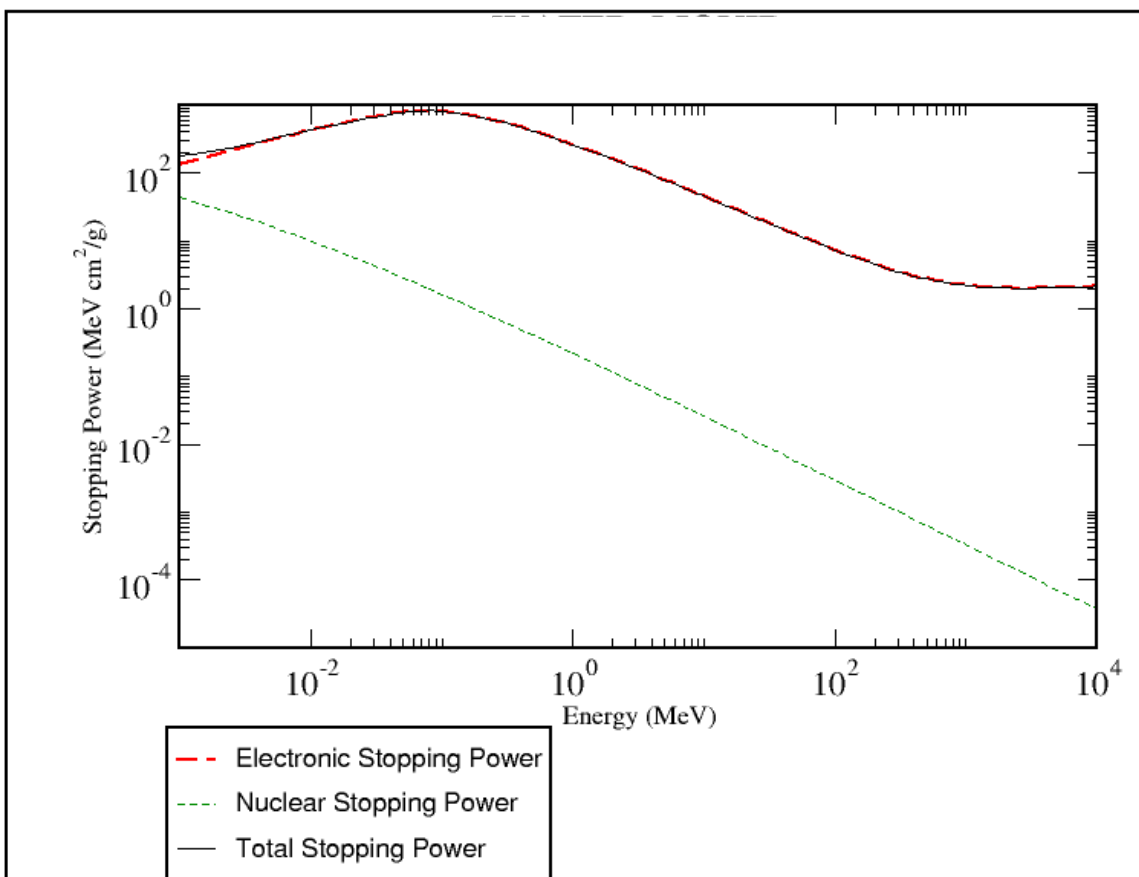


Figure II.9. Pouvoir d'arrêt des protons dans l'eau liquide en fonction de l'énergie calculé par PSTAR [84].

II.2.7. Parcours des particules chargées

Les particules lourdes chargées perdent leur énergie progressivement en traversant la matière. Le parcours (“range” en anglais) est défini comme la distance parcourue par une particule depuis son entrée dans la matière jusqu’au point où elle perd complètement son énergie cinétique. Il dépend de l’énergie cinétique initiale de la particule et la densité de la matière traversée. Considérons des particules chargées d’énergie initiale E_0 qui entrent dans la matière, le parcours est donné par la relation suivante :

$$R = \int_{E_0}^0 dx = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE = \int_0^{E_0} \frac{1}{TEL} dE \quad [\text{II.22}]$$

R s’exprime en cm (g/cm^2) si TEL est en MeV/cm ($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$).

Le calcul obtenu avec la relation II.22 consiste à considérer une perte d’énergie continue tout au long de la trajectoire et ne tient pas compte de certains effets de la diffusion coulombienne : ce parcours est nommé CSDA (Continuous Slowing Down Approximation). La particule n’a pas un parcours rectiligne, mais sa trajectoire subit des déviations successives à chaque “collision”. Le parcours ainsi calculé est plus petit que le parcours réel. Un autre paramètre qui est souvent utilisé pour caractériser la trajectoire d’un faisceau de particules dans la matière est la portée qui est différente du parcours (trajectoire), car elle représente la profondeur maximale de pénétration d’un faisceau des particules dans la matière : c’est la projection de la distance maximale (projected range) parcourue par la particule sur l’axe confondu à la direction incidente.

La figure II.10 représente le parcours (CSDA) et la portée (projected range) en fonction de l’énergie des protons dans l’eau, exprimés en g/cm^2 , il suffit de diviser la valeur par la masse volumique du matériau absorbant pour obtenir ces grandeurs en unité de distance. Pour les particules lourdes chargées, sauf pour les trop faibles énergies où les déviations dues aux noyaux sont beaucoup plus probables, le parcours (CSDA) et la portée sont les mêmes (voir figure II.10), la particule a une trajectoire presque rectiligne dans la matière. A basse énergie, la trajectoire se fait en zigzag, et la portée devient plus faible que le CSDA de la particule. Le parcours est calculé à

partir de la formule de Bethe-Bloch, alors que la portée est obtenue en utilisant la méthode de Lewis [85].

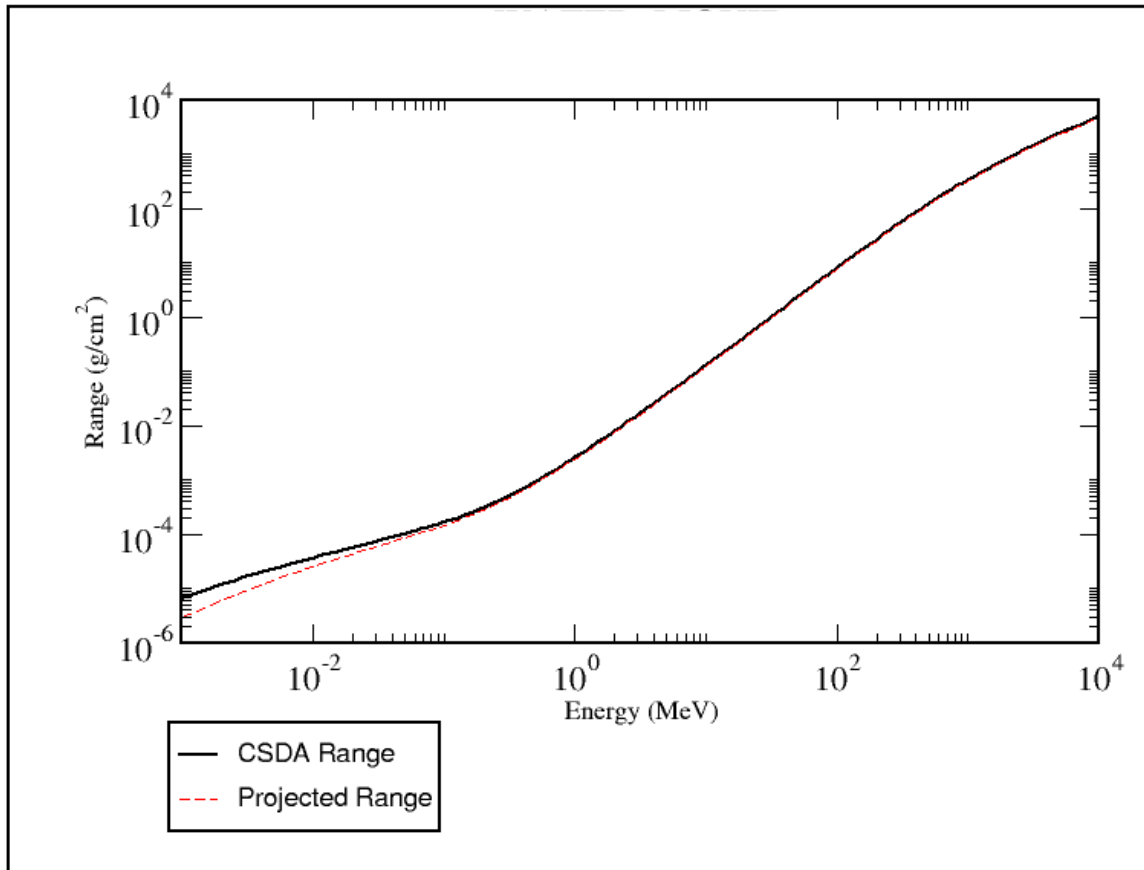


Figure II.10. Parcours des protons dans l'eau liquide en fonction de l'énergie calculée par PSTAR.

Contrairement aux particules lourdes chargées, pour un électron, la portée, qui est calculée avec la formule de Katz et Penfold [86] est très différente du CSDA : la portée est beaucoup plus faible que le parcours. L'électron avec une énergie élevée subit des diffusions multiples sous de faibles angles. Par contre, avec une faible énergie, l'électron subit beaucoup d'interactions par unité de distance et les diffusions ne se font plus sur de très faibles angles, ce qui modifie énormément sa trajectoire.

La formule de Katz et Penfold pour le calcul de la portée des électrons est donnée par la relation suivante :

$$R_{el} = \frac{0,412 E^n}{\rho} \quad \text{avec } n = 1,265 - 0,0954 \ln E \quad [\text{II.23}]$$

où R est la portée (en cm), E l'énergie (en MeV) et ρ la masse volumique de la matière traversée par les particules (en g.cm^{-3}).

La figure II.11 donne le parcours et la portée des électrons dans l'eau liquide. Le parcours CSDA est calculé par le programme ESTAR (Electrons Stopping power And Range) qui est accessible librement pour le calcul du pouvoir d'arrêt et le parcours des électrons dans divers matériaux [84]. Par contre, la portée qui ne peut être calculée par ESTAR à été obtenue en utilisant la formule [II.23].

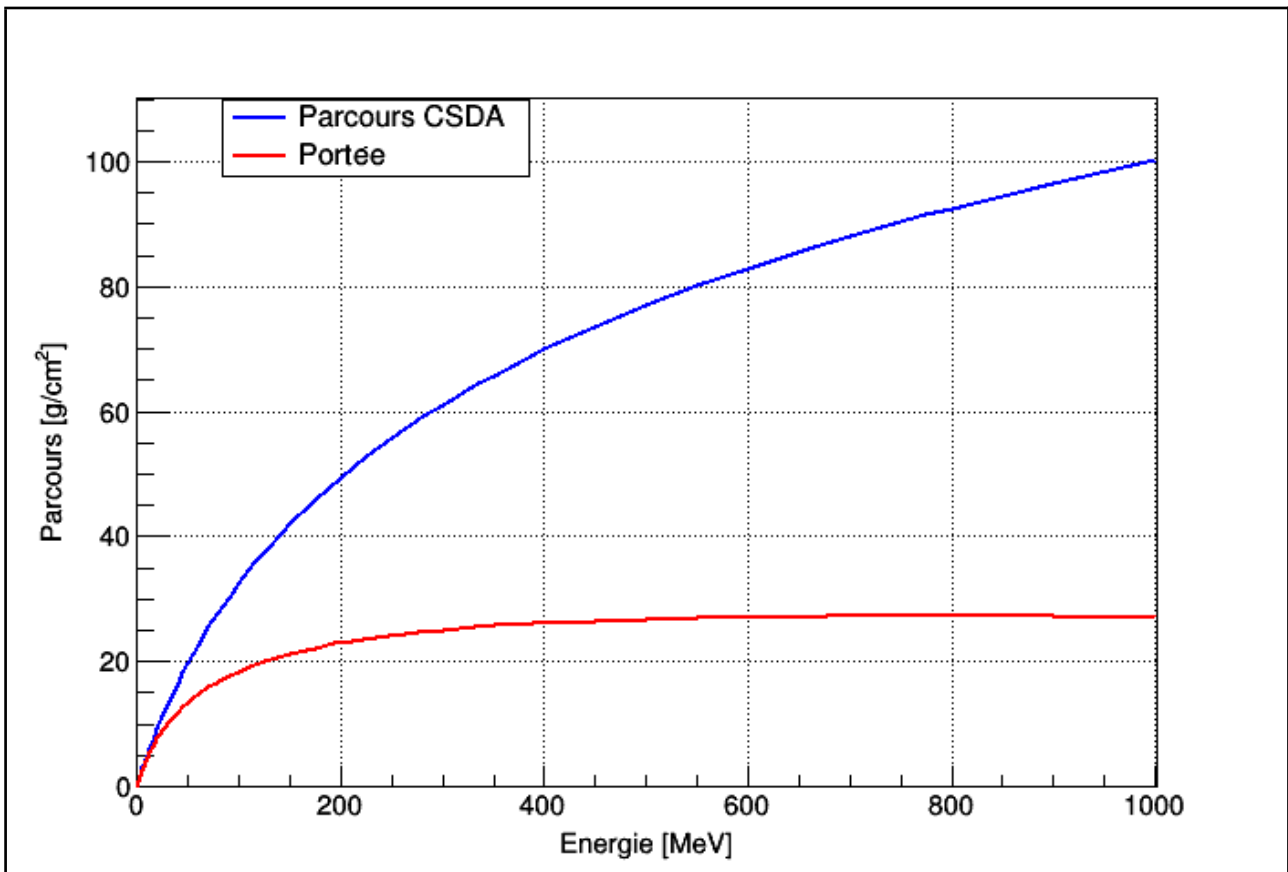


Figure II.11. Parcours (CSDA et portée) des électrons dans l'eau liquide en fonction de l'énergie. Le parcours CSDA est calculé par ESTAR [84] alors que la portée est obtenue en utilisant la formule II.23 de Katz et Penfold.

La portée permet la détermination de la profondeur de pénétration des particules dans les tissus, et sert également dans la conception des blindages.

II.3. Interaction des particules légères (e^+ , e^-) avec la matière

Les électrons sont des particules chargées légères, ils interagissent directement avec la matière qu'ils traversent et cèdent progressivement leur énergie au milieu. Comme pour les particules lourdes chargées, les électrons (e^- , e^+), subissent des pertes d'énergie par collisions, principalement à cause des interactions atomiques (ionisation et excitations des atomes du milieu). Selon l'énergie des électrons incidents, les interactions peuvent être élastiques ou inélastiques avec les électrons ou le noyau atomique. La diffusion élastique avec les électrons atomiques est une interaction qui concerne des électrons de très faibles énergies (<100 eV) et l'intensité de diffusion varié en Z^2 . L'électron incident est dévié de manière élastique avec presque la même énergie cinétique initiale, pas de modification également au niveau de l'énergie interne de l'atome. Cependant, à très haute énergies (plusieurs MeV), le processus de perte d'énergies dominant est le Bremstrahlung (rayonnement de freinage). Dans ce cas, les électrons en mouvement dans le champ coulombien des atomes sont décélérés suite à leur faible masse. Cette décélération leur fait perdre de l'énergie sous forme radiative.

II.3.1. Diffusion inélastique avec les électrons atomiques

Pour cette interaction, l'électron cède une partie de son énergie. Un ou plusieurs électrons de l'atome peuvent être excités ou éjectés selon l'énergie transférée. L'atome excité va revenir à son état fondamental en libérant l'énergie reçue sous forme d'un photon. Pour le cas de l'éjection de l'électron, la réorganisation électronique se fait de la même manière que celle de l'effet photoélectrique.

La figure II.12. montre différents processus physique après l'interaction de diffusion inélastique d'un électron primaire avec les électrons atomiques. Un électron incident d'une énergie cinétique $E_0 >$ à l'énergie de liaison peut provoquer l'éjection d'un électron fortement lié avec une énergie cinétique égale à l'énergie de l'électron incident E_0 diminuée de l'énergie de liaison W_x à la couche x (a). Après l'éjection, un électron d'une couche supérieure peut combler la place vacante. L'énergie de transition est emportée par un photon de fluorescence (b). Un autre processus de réarrangement non radiatif peut s'opérer, l'énergie excédentaire est emportée par un électron qui est éjecté: c'est l'électron Auger (c).

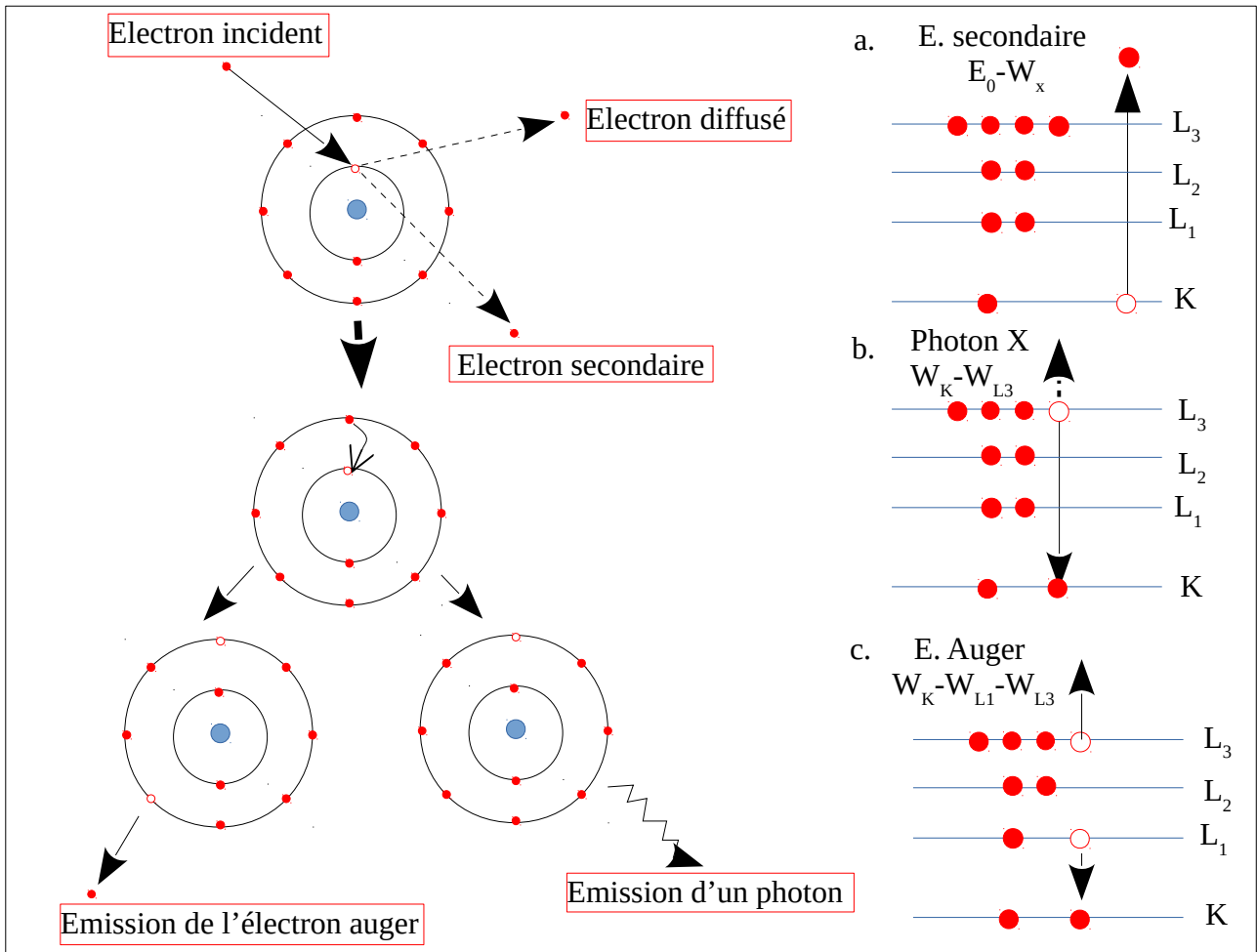


Figure II.12. Différents processus physiques après l'interaction de diffusion inélastique d'un électron primaire avec les électrons atomiques.

II.3.2. Diffusion élastique/inélastique avec un noyau

C'est une interaction à courte distance entre un électron incident et le potentiel électrique du noyau. Deux cas peuvent se présenter selon l'énergie de l'électron incident. La particule est déviée sans perdre son énergie initiale, pas de modifications physiques au niveau de l'atome, on parle de diffusion élastique par le noyau. L'électron peut également subir une déviation (figure II.13) avec perte d'énergie qui est réémise sous forme d'un photon de freinage. Dans ce cas on parle de diffusion inélastique avec le noyau.

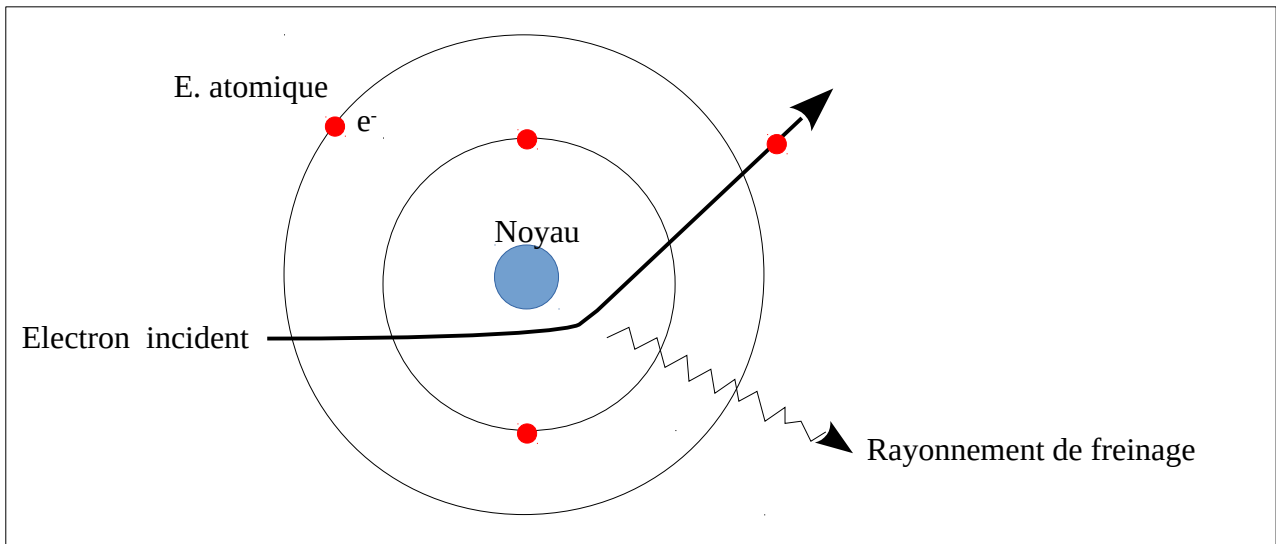


Figure II.13. Rayonnement de freinage dû à l'interaction inélastique des électrons avec le noyau atomique.

II.3.3. Pouvoir de ralentissement des électrons

Comme les particules chargées lourdes, les électrons subissent également une perte d'énergie par collision lorsqu'ils traversent la matière. Cependant, comme on l'a déjà signalé précédemment, en raison de leur faible masse, un mécanisme de perte d'énergie supplémentaire entre en jeu : l'émission de rayonnement de freinage. Aux énergies de quelques MeV ou en dessous, ce processus est encore trop faible comme le montre la figure II.14. Cependant, au fur et à mesure que l'énergie augmente, la probabilité de bremsstrahlung augmente rapidement de sorte qu'à quelques dizaines de MeV, la perte d'énergie par freinage est comparable ou supérieure à la perte par collision.

Le ralentissement des électrons est donc dû à la somme des pertes d'énergies subies par collisions (c) et lors d'émission de rayonnement de freinage (r) :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r \quad [\text{II.24}]$$

La formule de Bethe-Bloch qui permet de calculer la perte d'énergie par collision décrite pour les particules chargées lourdes est également valable pour les électrons,

mais doit subir quelques modifications pour deux raisons. L'hypothèse selon laquelle la trajectoire de la particule incidente n'est pas modifiée est invalide à cause de la faiblesse de leur masse. La seconde est que la particule incidente et la cible sont identiques, il faut tenir compte du principe d'indiscernabilité. Avec ces considérations, un certain nombre de termes dans la formule est modifié, en particulier, l'énergie maximum transférée en une collision W_{\max} , qui devient $= E_e/2$, avec E_e , l'énergie cinétique de l'électron incident. La formule de Bethe-Bloch prend différentes formes selon les processus d'interaction [75]. Le ralentissement des électrons dû à des pertes d'énergies subies par collisions, cette formule devient :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad [\text{II.25}]$$

où

τ est l'énergie cinétique des particules incidentes en terme d'unité mc^2 ;

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad \text{pour les électrons ;}$$

$$F(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) \quad \text{pour les positons.}$$

Pour le rayonnement de freinage, la perte d'énergie est obtenue par :

$$\begin{cases} -\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = 4NEZ^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \frac{2E}{m_0 c^2} - \frac{1}{3} - f(Z) \right), & \text{pour } 1 \ll \frac{E}{m_e c^2} \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \\ -\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = 4NEZ^2 r_e^2 \alpha \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} - f(Z) \right], & \text{pour } \frac{E}{m_e c^2} \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \end{cases} \quad [\text{II.26}]$$

où

$\alpha = 1/137$;

$F(Z)$: la correction de Coulomb qui est donnée par la formule de Davies et al. [87] :

$$F(Z) \simeq \alpha^2 [(1+\alpha^2)^{-1} + 0,20206 - 0,0369\alpha^2 + 0,0083\alpha^4 - 0,002\alpha^6] \quad [\text{II.27}]$$

Le rapport des pouvoirs de ralentissement est donné approximativement :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r \times \left(\frac{dE}{dx}\right)_c^{-1} \approx \frac{EZ}{700} \quad [\text{II.28}]$$

La figure II.14 montre l'allure du pouvoir de ralentissement massique des électrons dans le plomb en fonction de l'énergie. Quel que soit le matériau absorbant, le pouvoir de ralentissement par le rayonnement de freinage est négligeable pour les énergies inférieures au MeV. En outre, le pouvoir de ralentissement est profondément lié au matériau absorbant. Pour n'importe quel matériel, on peut définir une énergie E_c appelée "énergie critique" où la perte d'énergie par collision est la même que par le rayonnement de freinage, au delà de cette énergie, la perte par rayonnement de freinage domine. Cette énergie est donnée par une formule approximative de Bethe et Ashkin [88] :

$$E_c \simeq \frac{1600 m_e c^2}{Z} \quad [\text{II.29}]$$

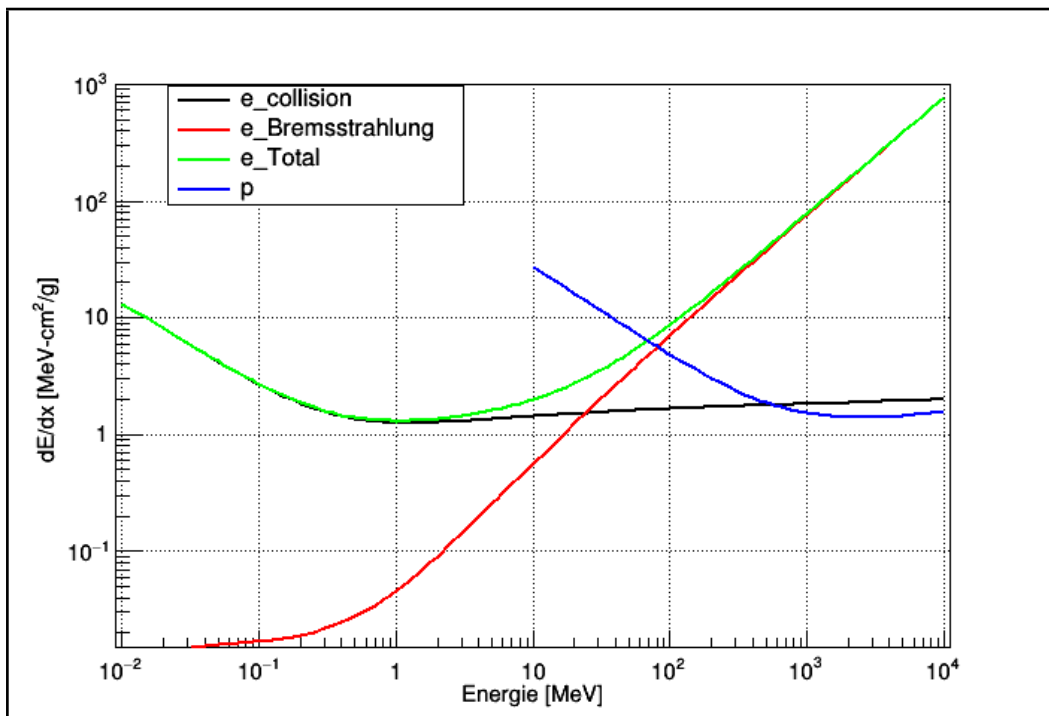


Figure II.14. Pouvoir de ralentissement massique des électrons par rayonnement de freinage vs collisions dans le plomb calculé par ESTAR. Par comparaison, dE/dx pour les protons est également montrée.

II.4. Diffusion multiple coulombienne

Lorsqu'une particule chargée entre dans la matière, elle subit des collisions élastiques sous l'influence du champ électrostatique des noyaux de la cible. La direction initiale de la particule incidente change selon un angle ψ à la sortie de la cible comme montré sur la figure II.15, résultant d'une trajectoire erratique dans le milieu traversé : ces variations successives de la direction de la particule incidente le long de sa trajectoire sont appelées diffusion multiple coulombienne. La diffusion multiple avec les électrons est très faible, mais n'est pas négligeable. La théorie de la diffusion coulombienne a été décrite en 1948 par Molière [89].

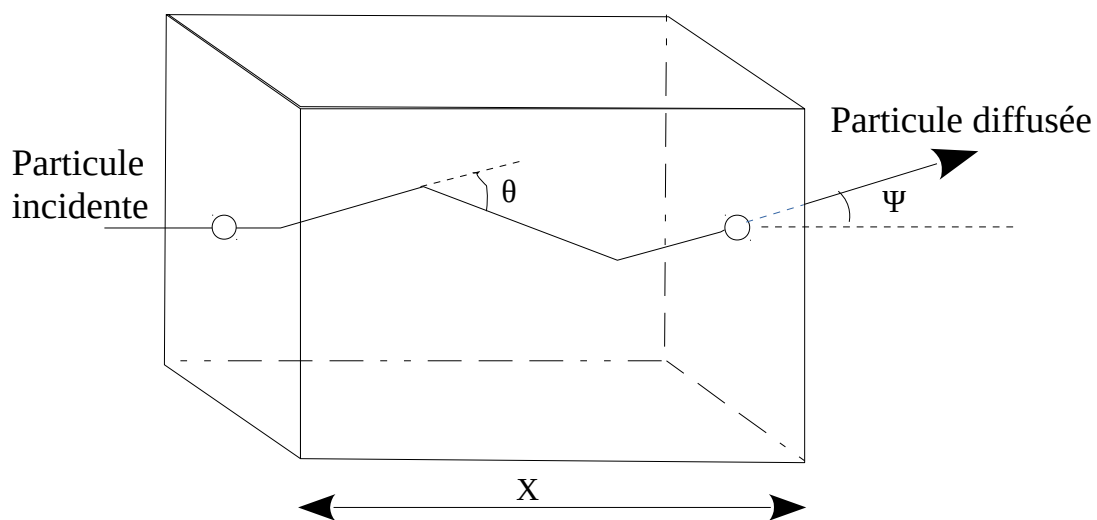


Figure II.15. Représentation schématique de la trajectoire d'une particule au cours d'une diffusion multiple. ψ désigne l'angle entre la particule diffusée à la sortie de l'épaisseur L et la direction initiale du faisceau incidente, tandis que θ est l'angle de diffusion à chaque interaction.

En général, le traitement de la diffusion coulombienne se divise en trois parties : diffusion simple quand le milieu absorbeur est très fin où la probabilité de plus d'une diffusion est faible, diffusion plurielle si le nombre de diffusions est inférieure à 20, et la diffusion multiple si le nombre de diffusion est supérieur à 20 et avec une perte d'énergie très minimum ou négligeable [75].

Si on néglige la faible probabilité des grands angles de diffusion et en ne considérant que les petits angles ($<10^\circ$), la probabilité de distribution angulaire appelée également “straggling angulaire” est approximativement de forme gaussienne :

$$F(\Psi, X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad [\text{II.30}]$$

où $\sigma_\theta = \sqrt{\theta^2}$ est l'écart type d'angle de diffusion de la particule traversant un matériau d'épaisseur X . Son estimation est obtenue en utilisant une formule empirique proposée par Highland [90] :

$$\sigma_\theta [\text{rad}] = \frac{19,9 \text{ MeV}}{Pc\beta} z \sqrt{\frac{X}{L_{\text{rad}}}} \left[1 + 0,11 \log_{10}\left(\frac{X}{L_{\text{rad}}}\right) \right] \quad [\text{II.31}]$$

avec

θ : angle de diffusion de la particule incidente;

P : l'impulsion de la particule incidente;

z : charge de la particule

L_{rad} : longueur de radiation du matériau;

X : épaisseur du matériau.

L_{rad} (longueur de radiation) est l'épaisseur nécessaire pour qu'un électron perde les 2/3 de son énergie dans un matériau, elle caractérise l'interaction des particules chargées dans un matériau [91]. Cette grandeur dépend du numéro atomique Z et de la masse A du noyau du matériau. Elle est calculée empiriquement par :

$$L_{\text{rad}} = 716,4 \text{ g/cm}^2 \frac{A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \quad [\text{II.32}]$$

Signalons que l'expression II.30 est une approximation de la valeur réelle avec une précision de 5 % pour les matériaux de $Z > 20$ et d'épaisseur X comprise entre $10^{-3}L_{\text{rad}}$ et $10L_{\text{rad}}$ [75]. De l'expression II.31 avec II.32, on remarque que :

- La dispersion angulaire augmente avec la masse des matériaux.

- Pour un même matériau cible, elle diminue avec l'augmentation de la masse des particules incidentes comme le montre la figure II.16. qui montre la distance moyenne de dispersion latérale de différentes particules par rapport à sa direction initiale.
- La déviation angulaire dépend également de l'énergie des particules, et elle augmente quand l'énergie diminue (l'influence du noyau augmente avec le ralentissement des particules).
- La charge de la particule influence également la déviation d'une particule, plus elle est chargée, plus elle sera déviée, de même que si l'épaisseur de matière augmente.

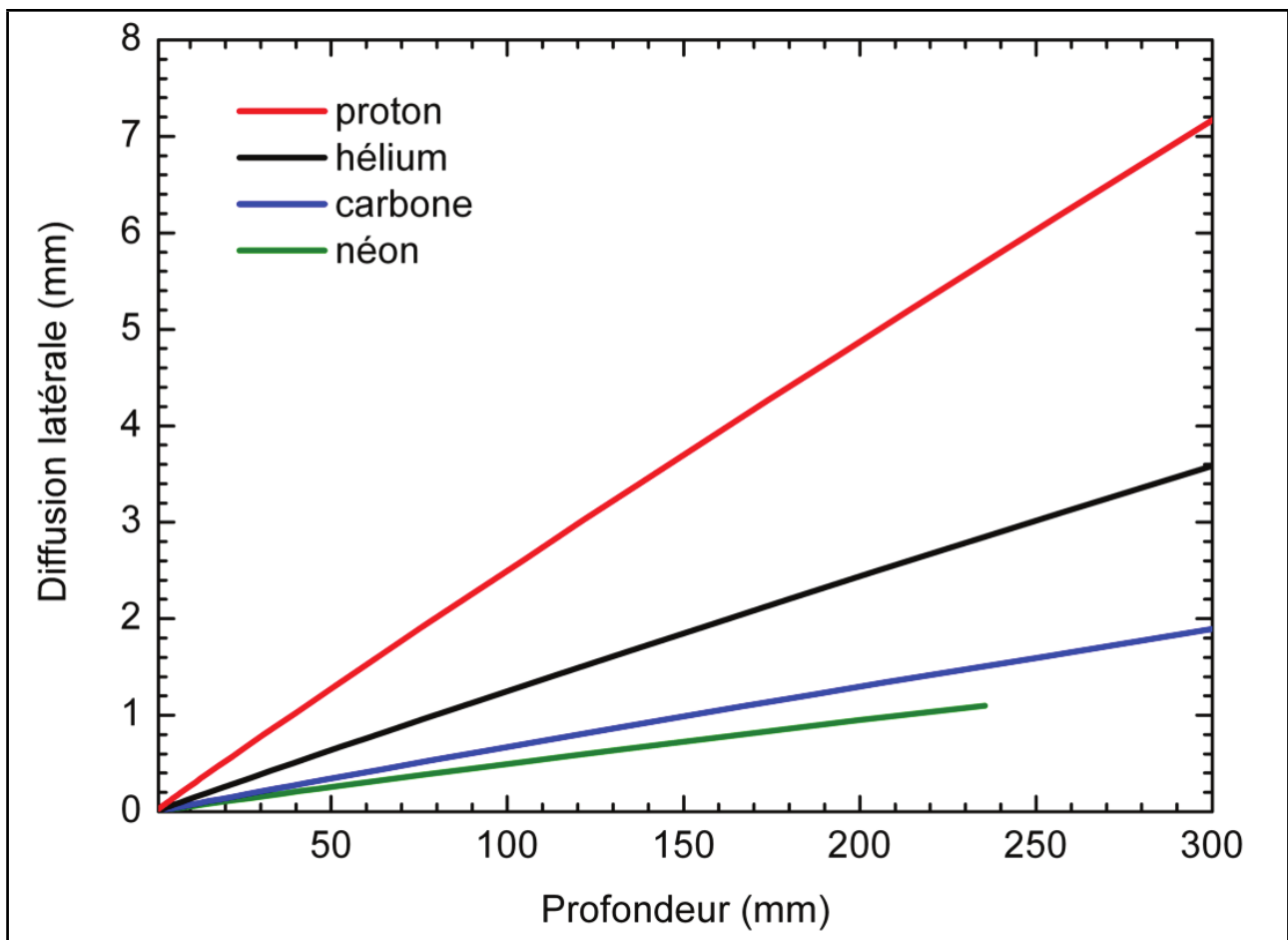


Figure II.16. Diffusion latérale dans l'eau en fonction du parcours de la particule de différents ions d'intérêt thérapeutique calculée à l'aide du logiciel SRIM [92].

L'élargissement latéral du faisceau de protons est plus important comparativement aux autres ions ci-dessus représentés sur la figure II.16, mais elle reste très faible par rapport à un faisceau d'électrons, ceci étant dû à la masse très importante du proton par rapport à celle de l'électron.

II.5. Distribution de la perte d'énergie: "straggling" en énergie

Jusqu'à présent, les expressions qui ont été discutées sur les pertes d'énergie (formule de Bethe-Bloch) concernent principalement la perte d'énergie moyenne subie par les particules chargées lorsqu'elles traversent une épaisseur de matière. Pour une particule donnée, la valeur de l'énergie perdue n'est en général pas égale à la valeur dE/dx , car ces pertes d'énergie sont variables et dépendent de la nature et le nombre de collisions ainsi que l'énergie transférée à chaque collision.

Un faisceau primaire monoénergétique, après avoir traversé une épaisseur de matériau, montrera donc une distribution d'énergie plutôt qu'un pic de fonction delta décalé de la perte d'énergie moyenne donnée par la formule dE/dx . Cette fluctuation de la perte d'énergie résulte de la nature stochastique des collisions des particules primaires ainsi que des produits secondaires dans un milieu matériel.

Pour des épaisseurs larges traversées, ou lorsque le nombre de collisions devient très grand, la distribution de perte d'énergie tend vers une Gaussienne [75]. Cela découle directement du "théorème central limite" qui stipule que la somme de N variables aléatoires, indépendantes et toutes suivant une distribution statistique identique, se rapproche d'une variable aléatoire gaussienne dans la limite de N tendant vers l'infini.

Prenons que la variable aléatoire est la perte d'énergie en une seule collision (δ_E), et considérons que la perte d'énergie dans cette collision est telle que la modification de la vitesse est négligée, alors l'énergie totale perdue est la somme de nombreuses δ_E indépendantes. Si on suppose que le nombre N de collisions est suffisant, la distribution de la perte d'énergie totale s'approchera de la forme gaussienne :

$$f(x, \Delta) \propto \exp\left(-\frac{(\Delta - \bar{\Delta})^2}{2\sigma^2}\right) \quad [\text{II.33}]$$

avec

x : l'épaisseur du matériau absorbant;

Δ : perte d'énergie dans l'absorbeur;

$\bar{\Delta}$: énergie moyenne perdue;
 σ : déviation standard.

Pour les particules lourdes non relativistes, la largeur σ_0 de cette distribution gaussienne a été calculée par Bohr, elle est donnée par :

$$\sigma_0^2 = 4\pi N_a r_e^2 (m_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x \quad [\text{II.34}]$$

où

N_a : Nombre d'Avogadro ;
 r_e : rayon classique de l'électron ;
 m_e : masse de l'électron ;
 ρ : densité du matériau ;
 Z : masse atomique du matériau ;
 A : masse atomique du matériau.

Pour les particules relativistes, la relation entre la déviation standard et la largeur de la distribution gaussienne est :

$$\sigma^2 = \frac{(1 - \frac{1}{2}\beta^2)}{1 - \beta^2} \sigma_0^2 \quad [\text{II.35}]$$

Contrairement au cas d'une épaisseur large du milieu traversé, pour des épaisseurs fines ou intermédiaires où le nombre N de collisions est très faible, les distributions de pertes d'énergies sont asymétriques et présente des queues à haute énergie assez prononcées (voir figure II.17). Une telle distribution est souvent désignée sous le nom de distribution de Landau, du fait que Landau fut l'un des premiers physiciens à proposer un modèle analytique pour ce phénomène dans le cas des cibles très fines. La figure II.17 montre la forme de cette distribution, l'énergie moyenne perdue ne correspond pas au pic qui représente la plus probable perte d'énergie, mais déplacée vers la droite du fait de la queue à haute énergie. Ces deux paramètres (pic et énergie moyenne perdue) sont essentiels pour caractériser la distribution de la perte d'énergie dans ces cibles. L'origine des queues à grande énergie des distributions de pertes d'énergie, se trouve dans les chocs irréguliers à grands transferts d'énergie.

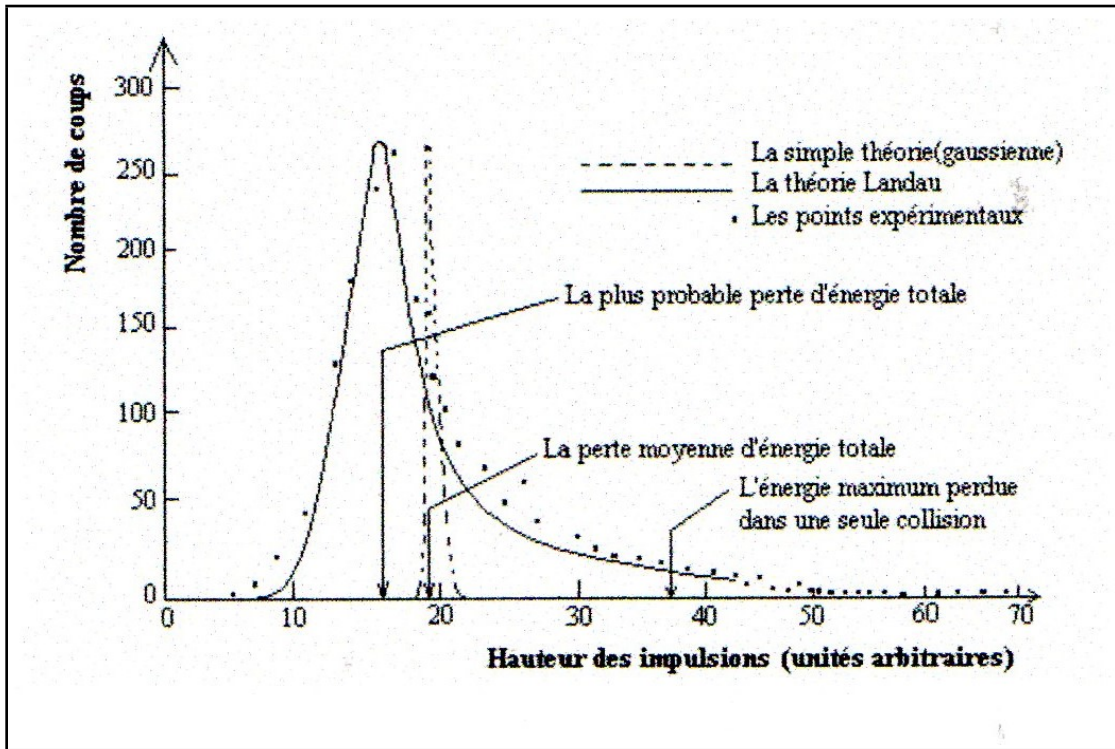


Figure II.17. Une distribution typique de la perte d'énergie dans des cibles minces [93].

II.6. Interactions des neutrons avec la matière

II.6.1. Propriétés et classifications des neutrons

Les neutrons sont des particules électriquement neutres, découvert en 1932 par CHADWICK et d'énergie au repos de 939,565 MeV [94]. Ils ne subissent pas d'interactions d'origine coulombiennes de la part des noyaux ou électrons. Ce sont des particules instables quand elles ne sont pas liées, avec une demi-vie d'environ 15 minutes. Ce sont des particules indirectement ionisantes comme les photons. Les neutrons se classent selon leur énergie comme le montre le tableau II.1.

Neutrons	Énergie
Thermiques	$E_n \leq 0,4 \text{ eV}$
Intermédiaires	$0,4 \text{ eV} \leq E_n \leq 200 \text{ keV}$
Rapides	$200 \text{ keV} \leq E_n \leq 10 \text{ MeV}$
Relativistes	$E_n \geq 10 \text{ MeV}$

Tableau II.1. Classification des neutrons en fonction de leur énergie.

II.6.1.1. Neutrons thermiques

Ce sont des neutrons qui ont une énergie cinétique telle qu'à la température ambiante, ils se trouvent en équilibre thermodynamique avec les noyaux du milieu qu'ils traversent. En se déplaçant dans la matière, ils perdent autant d'énergie qu'ils en gagnent au cours des chocs successifs. La distribution en vitesse et en énergie est décrite par la loi de Maxwell-Boltzmann:

$$n(v)dv = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad \text{avec} \quad \int_0^{\infty} n(v)dv = 1 \quad [\text{II.36}]$$

$$n(E)dE = 2\frac{\pi}{(\pi kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad \text{avec} \quad \int_0^{\infty} n(v)dv = 1 \quad [\text{II.37}]$$

où

m : la masse du neutron ;

k : la constante de Boltzmann ;

T : la température absolue.

La distribution de la vitesse est maximum lorsque $\frac{n(v)}{dv} dv = 0$, ce qui définit la vitesse la plus probable ainsi que l'énergie correspondante :

$$v_n = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad [\text{II.38}]$$

$$E_n = \frac{1}{2} m v_n^2 = kT \quad [\text{II.39}]$$

Ainsi pour une température $T = 293 \text{ K}$, l'énergie thermique kT est égale à $0,025 \text{ eV}$, ce qui correspond à une vitesse v_n de 2200 m/s .

II.6.1.2. Neutrons intermédiaires

Les neutrons intermédiaires se trouvent dans la gamme d'énergie de 0,4 eV jusqu'à 200 keV. Ils résultent de la collision élastique entre des neutrons rapides et un noyau cible d'un matériau léger. Dans ce domaine des neutrons intermédiaires, les sections efficaces varient sensiblement avec l'énergie.

II.6.1.3. Neutrons rapides et relativistes

Les neutrons rapides ont une énergie supérieure à 200 keV. Ils sont produits par des sources artificielles ou des accélérateurs. Quand l'énergie des neutrons est supérieure à 10 MeV, ils sont considérés comme relativistes.

II.6.2. Les interactions neutrons-matière

Avant de détailler les différentes interactions des neutrons avec la matière, nous allons d'abord les classer. Les principaux types d'interactions des neutrons avec la matière résultent de la réaction de diffusion (élastique ou inélastique) et celle d'absorption (capture). Pour la diffusion, la trajectoire et l'énergie du neutron incident sont modifiées, mais le noyau cible conserve son intégrité, c'est-à-dire que son nombre de masse ne change pas. Par contre, pour l'absorption, on observe une modification dans le noyau avec émission d'un rayonnement.

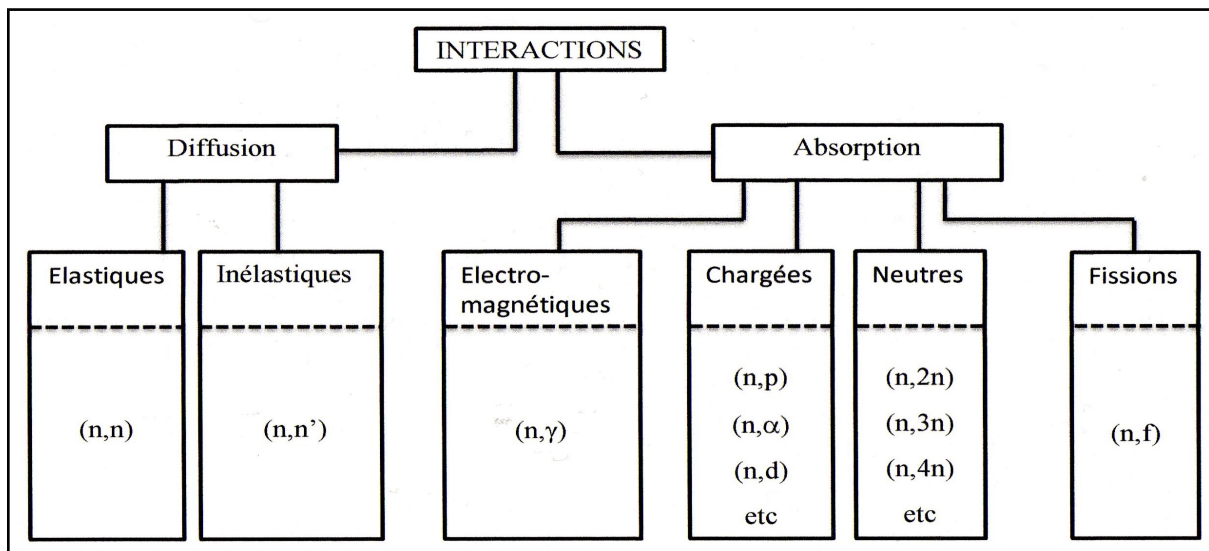


Figure II.18. Différents types d'interactions des neutrons avec la matière.

La figure II.18 montre différentes interactions des neutrons avec la matière. Les interactions les plus courantes des neutrons thermiques sont les réactions de diffusion élastique (n, n), capture (n, γ), les réactions avec les noyaux atomiques suivies par l'émission de particules chargées de type (n, p), (n, α) pour certains éléments légers, et la fission. Pour les neutrons rapides, les interactions avec le milieu sont principalement des diffusions élastiques sur les noyaux des atomes, mais également avec moins d'importance des diffusions inélastiques ou de réactions nucléaires sur les noyaux. Comme nous le verrons à la section II.6.2.1, la perte d'énergie moyenne du neutron rapide par choc élastique est d'autant plus grande que le noyau cible est léger. La perte d'énergie maximale est atteinte pour l'hydrogène, c'est pour cette raison que les composés hydrogénés sont utilisés comme des ralentisseurs pour les neutrons rapides. La perte d'énergie moyenne des neutrons après une n^{ième} collision élastique sur des noyaux d'hydrogène est donnée par :

$$\bar{E}_n = \frac{\int_0^{E_1} E \cdot f_n(E) dE}{\int_0^{E_1} f_n(E) dE} = \frac{E_1}{2^n} \quad [\text{II.40}]$$

$$f_n(E) = \frac{1}{(n-1)! E_1} \left(\ln \frac{E_1}{E} \right)^{n-1} \quad [\text{II.41}]$$

$f_n(E)$ est la fonction donnant la forme du spectre des neutrons en fonction de l'énergie, et E_1 est l'énergie des neutrons.

Dans les sections suivantes, nous allons détailler chacune de ces interactions des neutrons avec la matière.

II.6.2.1. Diffusion élastique potentielle

La diffusion élastique potentielle est l'interaction qui peut avoir lieu avec tous les noyaux et quelle que soit l'énergie des neutrons. Lorsqu'un neutron incident arrive à proximité du noyau cible, sa trajectoire est déviée par la barrière de potentiel d'interaction du noyau. La diffusion élastique se fait avec la conservation de l'énergie cinétique, la quantité de mouvement et les masses au repos du neutron incident et du noyau cible.

Lorsqu'un neutron d'énergie cinétique E_n et de masse m_n frappe un noyau cible initialement au repos de masse m_c , l'énergie communiquée E_c au noyau de "recul" est comprise entre 0 et E_{max} , elle est donnée par :

$$E_{max} = \frac{4 m_n m_c}{(m_n + m_c)^2} E_n \quad [\text{II.42}]$$

avec

- m_n : la masse du neutron;
- m_c : la masse du noyau de recul.

En considérant la conservation de l'énergie et la quantité de mouvement pour la diffusion élastique, on a la relation qui lie l'énergie E_c communiquée au noyau par le neutron en fonction de l'angle de recul θ_r du noyau :

$$E_c = \frac{4 \alpha}{(\alpha + 1)^2} E_n \cos^2 \theta_r \quad [\text{II.43}]$$

avec

$$\alpha = m_c / m_n$$

La relation II.42 montre qu'un neutron peut céder toute son énergie à un atome d'hydrogène dont le noyau a une masse similaire. C'est pour cela que les composés hydrogénés sont utilisés comme des ralentisseurs de neutrons. Pour ralentir des neutrons d'énergie initiale E par collisions élastiques en vue d'atteindre une énergie $E_{(n)}$, le nombre de collisions nécessaires est donné par :

$$n = \frac{\log(E^{(n)} / E)}{\log[(A^2 + 1) / (A + 1)^2]} \quad [\text{II.44}]$$

où A représente la masse du noyau de recul qui n'est autre que la masse atomique de l'élément absorbant.

II.6.2.2. La diffusion inélastique

Contrairement à la diffusion élastique qui est sans seuil, la diffusion inélastique est une réaction à seuil car, le neutron incident doit communiquer une énergie suffisante au noyau cible pour l'amener du niveau fondamental au premier niveau excité. La collision inélastique se produit quand l'énergie cinétique du neutron incident dépasse le seuil E_{seuil} qui est donné par :

$$E_{seuil} = \frac{A+1}{A} E_{exc} \quad [II.45]$$

Pour la diffusion inélastique du neutron, la particule est momentanément absorbée. Le neutron perd une partie de son énergie qu'il communique au noyau cible et que l'on retrouve sous forme d'énergie cinétique et potentielle du noyau. Pour cette interaction, il ya formation d'un noyau composé dans un état excité, puis l'émission d'un neutron pour reformer le noyau.

On peut décrire les étapes successives pour le déroulement de ce processus comme suit : le neutron pénètre dans le noyau cible donnant l'isotope lourd et acquisition par cet isotope d'une énergie d'excitation E_{exc} égale à la somme de l'énergie de liaison du neutron supplémentaire E_l et de l'énergie cinétique E_c apportée par ce même neutron :

$$E_{exc} = E_l + E_c \quad [II.46]$$

Le noyau ainsi composé dans un état excité, va rapidement se transformer par un processus de type radioactif, avec l'énergie acquise lors de l'absorption d'un neutron. Plusieurs mécanismes peuvent se produire :

- réémission d'un neutron emportant toute l'énergie excédentaire : c'est la diffusion élastique résonnante, que l'on distinguera de la diffusion élastique potentielle ;
- réémission d'un neutron emportant une partie de l'énergie, le noyau restant dans un état excité mais, à un niveau moins élevé, il se désexcite ensuite par émission d'un photon γ : c'est la diffusion inélastique. Dans ce processus inélastique, la quantité de mouvement est conservée mais non l'énergie cinétique ;
- émission de photons γ : c'est la capture radiative qui est traitée à la section suivante.

L'énergie cinétique E_{cf} et l'angle de déviation ψ du neutron émis dans le système du laboratoire sont donnés par :

$$E_{cf} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}{(A+1)^2} \quad [\text{II.47}]$$

$$\cos \psi = \frac{1 + 2\gamma \cos \theta}{\sqrt{\gamma + 1 + 2\cos \theta}} \quad [\text{II.48}]$$

avec

$$\gamma = A \sqrt{1 - [(A+1)/A]Q/E_{ci}} \quad [\text{II.49}]$$

avec E_{ci} , l'énergie du neutron incident.

Le noyau, comme tout système quantique, peut se trouver à différents niveaux d'énergie, seul l'état fondamental pouvant être stable. La variation d'énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau nucléaire va de quelques keV (noyaux légers) à quelques MeV (noyaux lourds). S'il se trouve que l'énergie cinétique de la particule incidente (E_c) est telle que E_c soit très proche de la différence d'énergie du niveau fondamental à l'un des niveaux excités, la probabilité de formation du noyau composé, donc de la réaction, sera grande. Cela va se traduire par une brusque remontée de la section efficace à cette énergie : c'est une résonance, de largeur égale à celle du niveau considéré [95].

II.6.2.3. La capture radiative

La capture radiative est une réaction où un neutron incident est absorbé par le noyau cible : il y a la formation d'un noyau composé dans un état excité. Le noyau pour revenir à son niveau fondamental émet un ou plusieurs photons γ , la réaction est notée (n,γ) . Les sections efficaces de la capture radiative sont généralement élevées pour les neutrons lents et avec de différences de grandeur selon les nucléides. D'une façon générale, on remarque un comportement similaire pour différentes courbes de sections efficaces de capture radiative :

1. la capture radiative est plus grande pour les faibles énergies pour la plupart des nucléides, avec une loi en "1/v" qui est respectée aux faibles énergies ;
2. une région présentant de nombreux "pics" irréguliers dans le domaine des neutrons intermédiaires, typiquement entre quelques eV et quelques keV [voir

figure. II.19]; ces pics sont appelés “résonances” de la section efficace. La figure montre l'exemple de section efficace de capture radiative (vert) pour le tungstène, ainsi que sa section efficace totale pour les neutrons en fonction de l'énergie. Cet élément est utilisé, comme on va le voir au chapitre 4 dans la conception du détecteur WENDI-2.

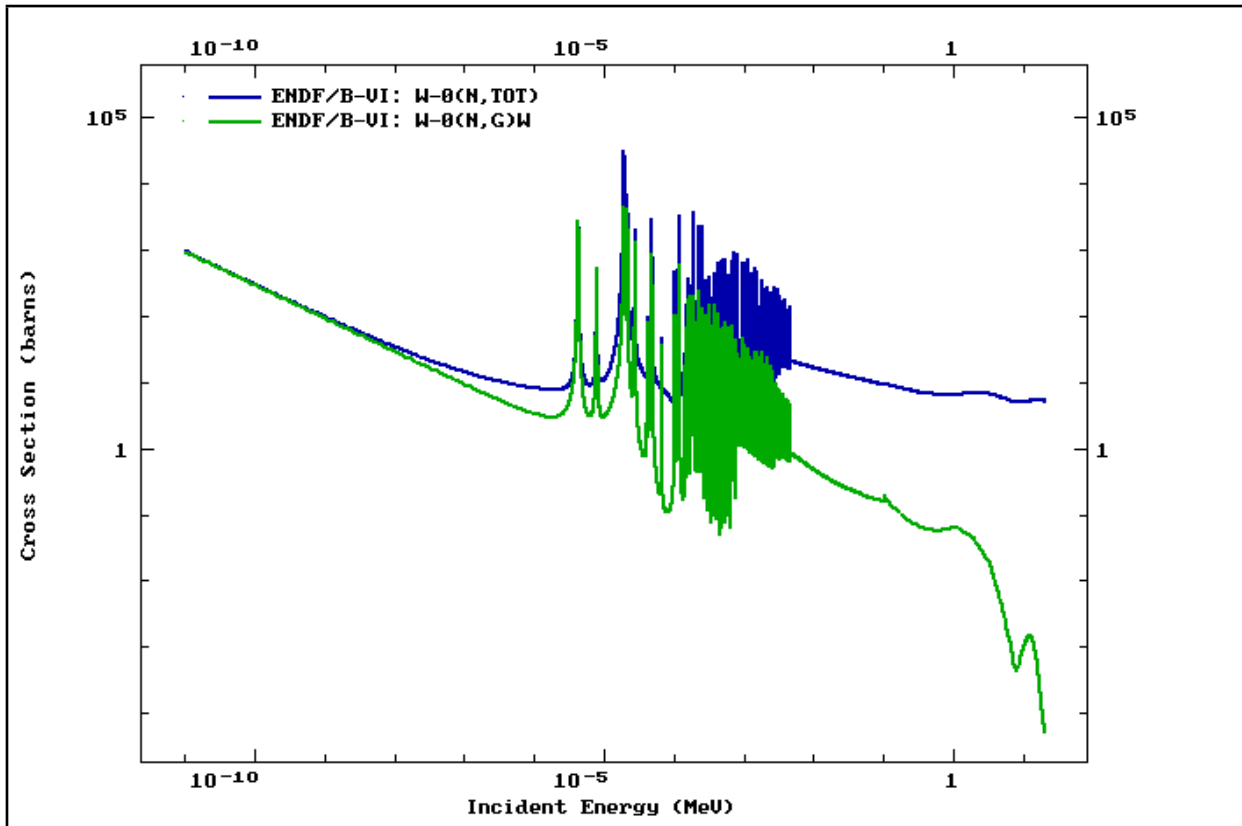


Figure II.19. Sections efficaces de capture radiative (courbe verte) et totale (courbe bleue) d'interaction des neutrons avec les noyaux de W [96].

II.6.2.4. Captures avec émission de particules chargées

C'est une réaction où un neutron est absorbé par un noyau cible qui devient excité, qui émet à son tour une particule chargée pour revenir à son état fondamental. Il s'agit principalement de réactions telles que (n,p) ou (n, α). Ces types de réactions se produisent essentiellement avec des neutrons rapides, car elles sont le plus souvent endoénergétiques (avec l'absorption d'énergie), de plus, l'énergie communiquée à une particule chargée du noyau doit être suffisante pour que cette particule puisse franchir la barrière de potentiel du noyau. Pour quelques noyaux légers tel que ^3He , ^6Li , ^{10}B ,

les réactions (n,p) et (n,α) sont exoénergétiques et peuvent se produire avec des neutrons thermiques : ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ et ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$. La figure II.20 montre les sections efficaces de captures avec émission de particules chargées (ainsi que celle de capture radiative) pour l'Hélium-3 qui est l'élément actif pour le détecteur WENDI-2 qui fait l'objet de cette étude.

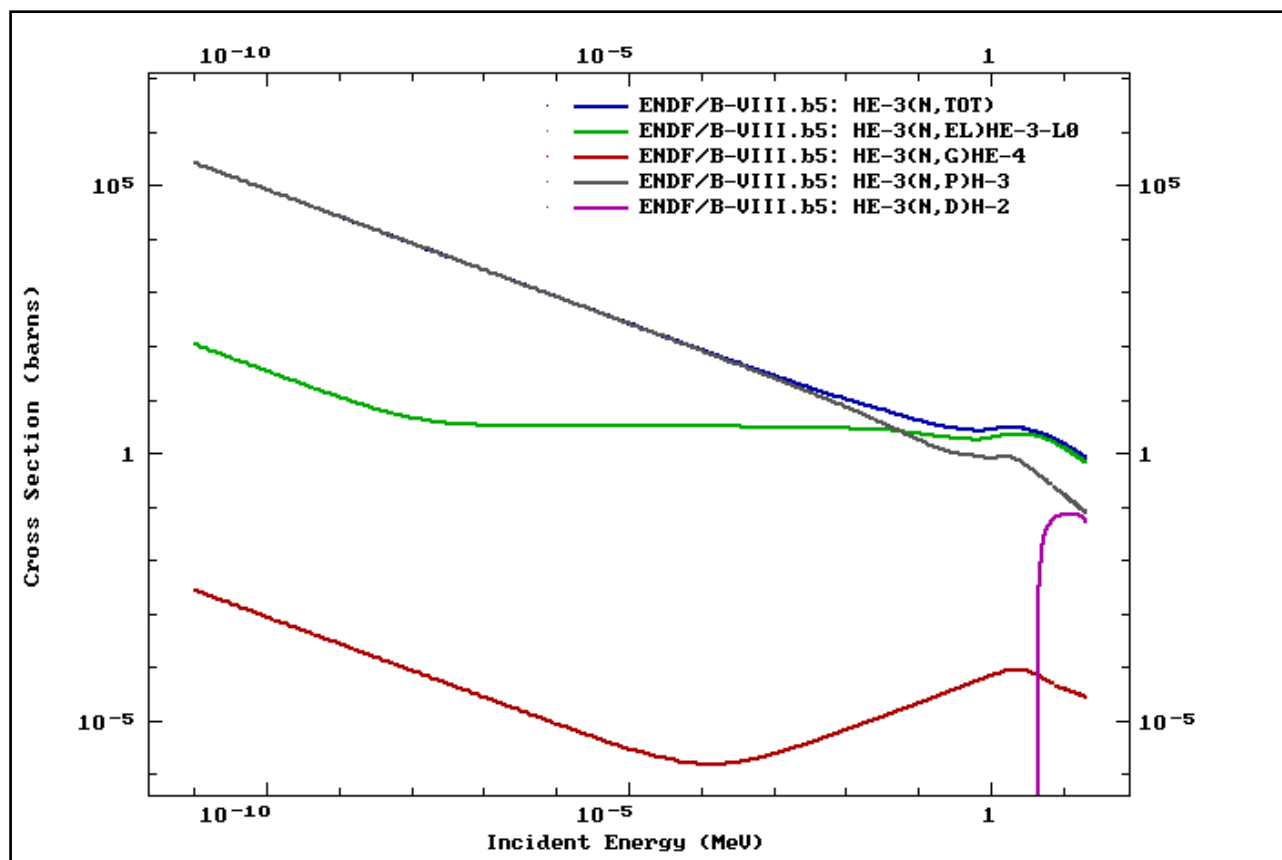


Figure II.20. Sections efficaces d'interaction des neutrons avec les noyaux de ${}^3\text{He}$ [96]. Section efficaces élastique (verte), capture radiative (rouge), capture avec émission de particules chargées : protons (noire), deutérons (mauve), ainsi que la section efficace totale (bleu).

II.6.2.5. Captures avec émission de plusieurs neutrons (n,xn)

En général ces réactions sont possibles quand l'énergie de la particule incidente est suffisante car, elles sont endoénergétiques. Ces réactions contribuent au mécanisme de perte d'énergie des neutrons, de leur multiplication ainsi qu'à la production des

isotopes radioactifs. Un exemple des réactions (n,2n) et (n,3n) est montré à la figure II.21 pour le cas de l'isotope ^{182}W , qui entre dans la composition du tungstène utilisé comme absorbant et multiplicateur des neutrons dans le détecteur WENDI-2.

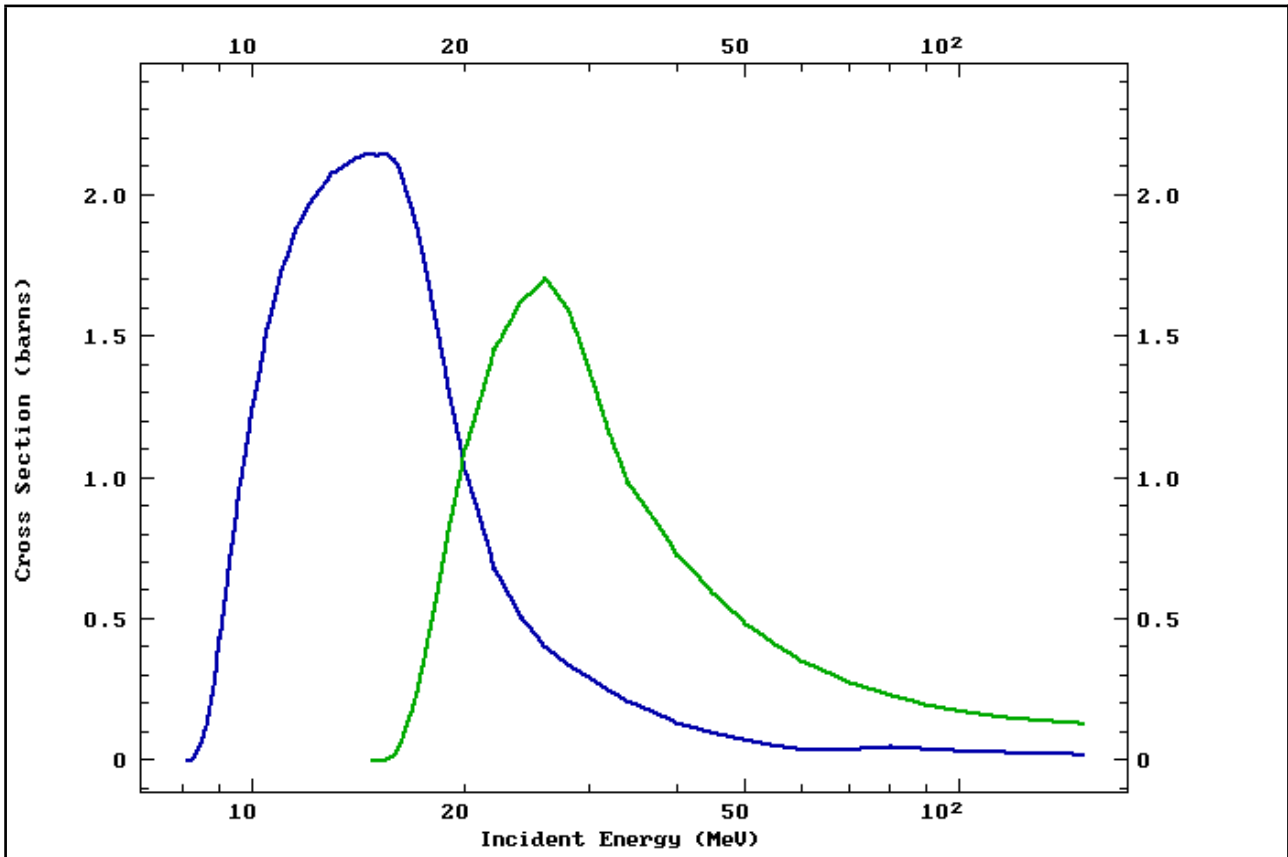


Figure II.21. Les sections efficaces ((n, 2n) en bleu et (n, 3n) en vert) d'interaction des neutrons avec les noyaux de ^{182}W , extraites des données ENDF/B-VIII.b4 [96]

II.6.2.6. Réactions de fission (n, f)

La réaction de fission se produit essentiellement pour des matériaux avec un numéro atomique (Z) élevé (Th, U, Np et Pu). Dans cette réaction, un neutron est absorbé par le noyau, il y a formation d'un noyau composé dans un état très excité qui se scinde en deux fragments légers avec émission de deux ou trois neutrons car, les produits de fission sont instables, le rapport N/Z est élevé. Les fragments de fission sont en général de Z différents, mais la fission symétrique (de même Z) est possible avec une moindre importance. Les réactions de fission (n, f) peuvent être utilisées dans la

détection des neutrons (chambre à fission, compteurs proportionnel avec dépôt fissile,) par l'intermédiaire des produits de fission. La figure II.22 montre la section efficace de fission des neutrons pour l' ^{235}U .

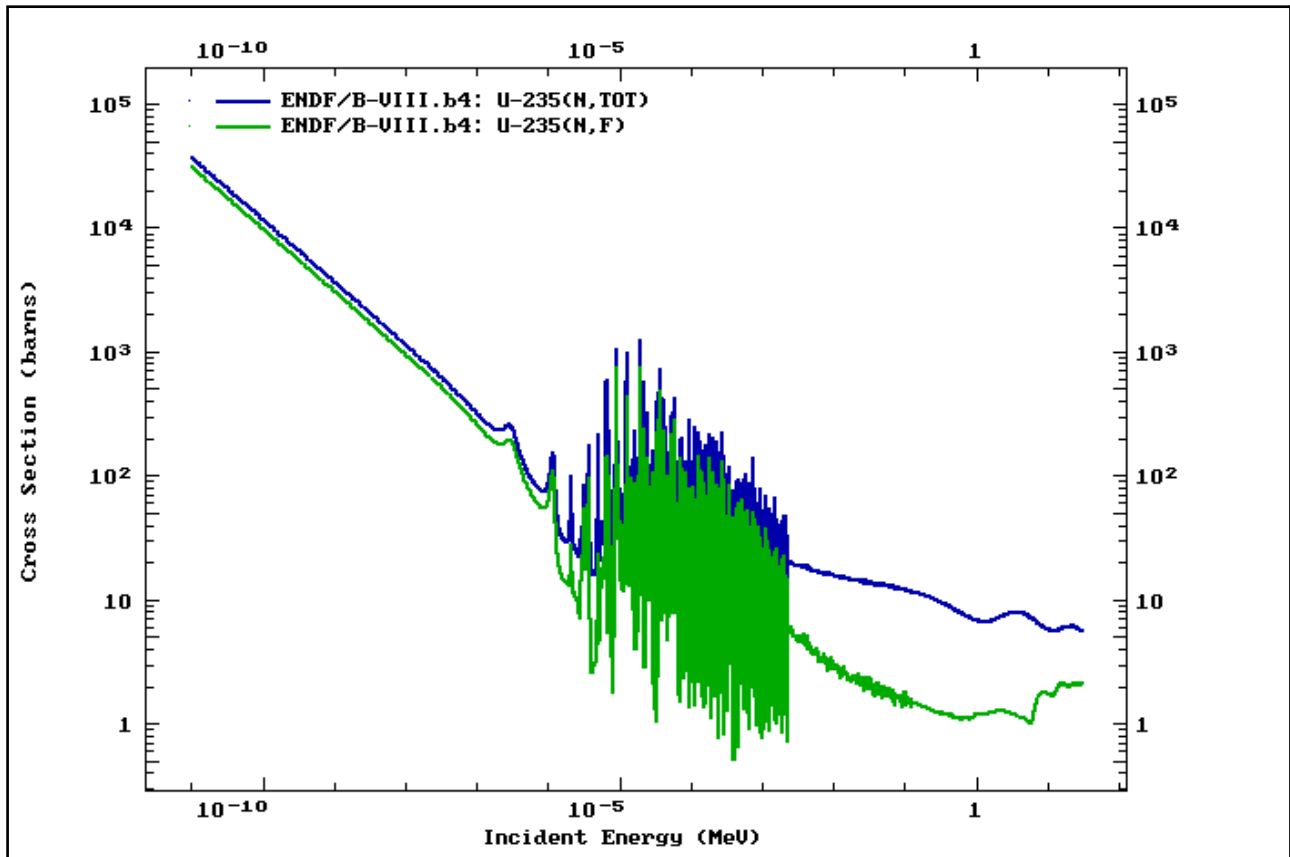


Figure II.22. Sections efficaces de fission des neutrons-noyaux d' ^{235}U extraite des données ENDF/B-VIII.b4 [96].

Dans certains cas des matériaux de Z élevé, (^{233}U , ^{235}U et ^{239}Pu), la fission a lieu pour toutes les énergies du neutron, la section efficace varie en fonction de $1/v$, elle est plus grande pour les neutrons thermiques, malgré la présence des résonances qui perturbent la loi [figure II.22]. Par contre, pour d'autres éléments, (^{232}Th et ^{238}U), la fission est minime pour des énergies du neutron inférieures à 1 MeV et elle augmente au delà comme le montre la figure II.23 qui représente les sections efficaces de fission pour l' ^{238}U et ^{232}Th .

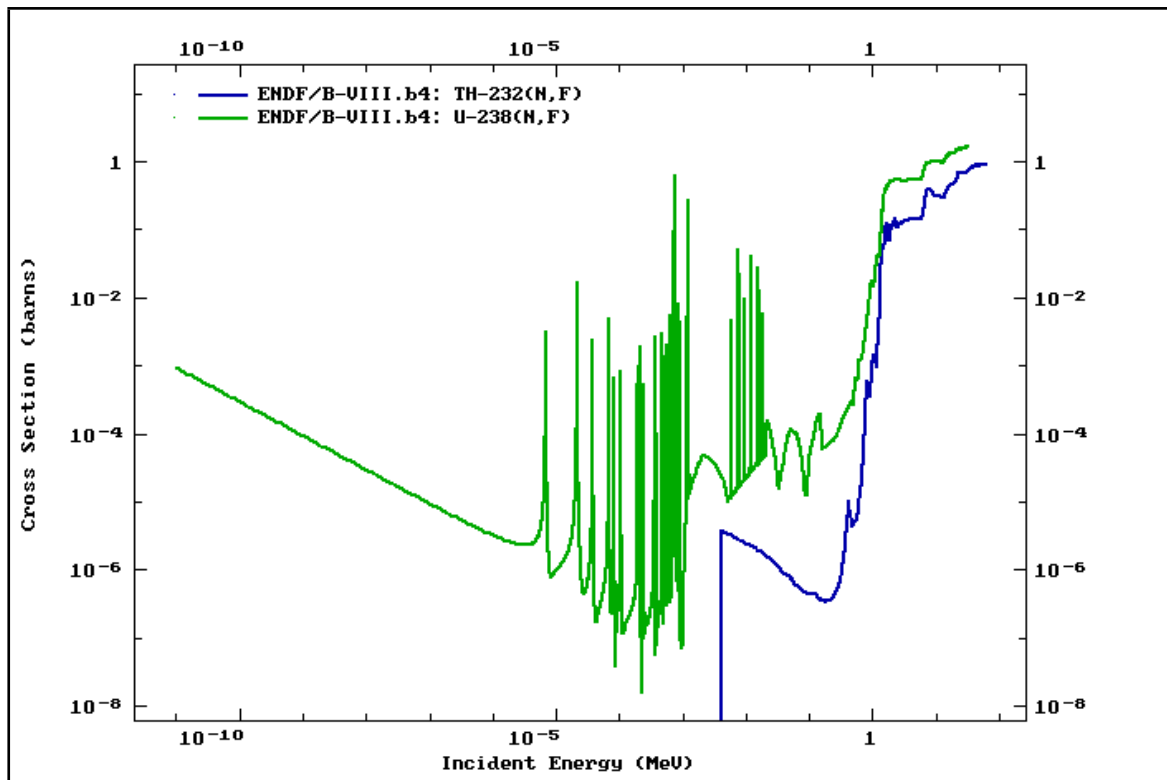


Figure II.23. Sections efficaces de fission des neutrons avec les noyaux d' ^{238}U (vert) et ^{232}Th (bleu) extraites des données ENDF/B-VIII.b4 [96].

II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit différentes interactions des plusieurs types de particules, ces interactions sont responsables de la perte d'énergie dans la matière. Les différents moyens de transfert d'énergie au milieu traversé pour ces particules décrits aux sections précédentes expliquent notamment la différence remarquable des rendements en profondeur : dose maximale à l'entrée du faisceau pour les électrons, décroissance exponentielle de la dose déposée par un faisceau de photons après le maximum dans la matière et la présence d'un très fort dépôt d'énergie, en fin de parcours, observé pour les particules lourdes chargées. Ce dépôt de dose pour ce dernier cas est mis à profit dans le traitement des cancers par des radiations avec l'utilisation des faisceaux de protons comme on l'a déjà signalé au premier chapitre. Dans le chapitre qui suit, nous allons décrire les différentes techniques existantes de simulation de ces interactions dans la matière. Nous allons parler des simulations Monte Carlo en générale, tout en se bornant d'une façon très particulière sur le code de calcul de GEANT4 qui est l'outil utilisé dans les simulations pour ce travail.

Chapitre III. La simulation Monte-Carlo de GEANT4

III.1. Introduction

Comme déjà mentionné dans l'introduction de ce travail, l'objectif est la validation de la réponse du détecteur WENDI-2 en faisceau de neutrons. Vu le caractère aléatoire des interactions des particules dans la matière, une méthode Monte Carlo est indispensable pour des simulations de la réponse d'un détecteur irradié avec un faisceau de particules. Pour notre cas, nous avons choisi d'utiliser le code Monte Carlo de GEANT4 (GEometry ANd Tracking). Deux objectifs ont été choisis pour mener ce travail. D'abord nous nous sommes appuyés sur des comparaisons des simulations avec GEANT4 de la réponse de WENDI-2 avec d'autres codes Monte Carlo qui ont déjà été utilisés dans la littérature pour les simulations sur ce détecteur [chapitre 4], ensuite nous avons comparé les simulations de GEANT4 de la réponse de WENDI-2 avec des mesures expérimentales effectuées au centre du TSL de l'université d'Uppsala [chapitre 5]. Dans ce chapitre, nous allons décrire le principe du code de GEANT4, les différents processus physiques implémentés dans ce code. Nous allons également procéder à la validation du code en comparant certaines sections efficaces de la bibliothèque (données de base) de GEANT4 avec les données de référence, ensuite tester le transport de certaines particules dans la matière en simulant les parcours et comparer les résultats avec des données calculées par des codes de référence du National Institute of Standards and Technology (NIST). Mais avant cela, nous allons d'abord donner l'historique et la description du principe du code de simulation Monte Carlo.

III.2. Historique de la simulation Monte Carlo des interactions particule-matière

On appelle méthode de Monte Carlo toute méthode utilisant des procédés aléatoires (techniques probabilistes) dans la détermination d'une valeur numérique approchée [97]. Le nom de la méthode a été attribué par Nicolas Metropolis en 1947 [98], et fait référence à la ville de Monte Carlo de la principauté de Monaco et ses jeux de hasard qui y sont pratiqués. La méthode a été publiée en 1949 par Nicolas M. et Stanislaw Ulam [99].

Le champ d'application de ces méthodes est varié et couvre plusieurs domaines de la science. L'application de la simulation Monte Carlo au suivi des particules remonte

dans les années 40 [99], d'abord par E. Fermi pour la modélisation de la modération neutronique, puis en peu plus tard d'un véritable développement par J. Von Neumann, S. Ulam et N. Metropolis dans le cadre du projet Manhattan à Los Alamos aux États-Unis sur les recherches du développement de la bombe atomique. Ce projet fut le début de l'utilisation de la technique Monte Carlo au transport des particules. Le premier programme Monte Carlo sur ordinateur a été écrit en 1947 par Von Neumann, et le premier code généraliste en FORTRAN nommé MCS est apparu en 1963. Le MCS est devenu MCN en 1965, incluant les interactions neutroniques dans la matière, puis MCNP en 1977 écrit en FORTRAN 77. D'autres codes généralistes se sont ensuite progressivement développés et sont utilisés dans les simulations des interactions des particules-matière [100].

III.3. Principe du transport des particules par méthode Monte Carlo

La méthode Monte Carlo peut être appliquée au transport des particules dans la matière. L'approche numérique statistique de cette méthode permet de suivre "l'histoire" des particules individuellement dans la matière (trajectoire) en tenant compte des différents processus physiques qui sont tirés aléatoirement à partir des lois de probabilité. Cette méthode utilise un grand nombre de tirages aléatoires successifs pour générer des "événements" individuels différents permettant d'estimer les paramètres d'intérêt par le biais de valeurs moyennes de variables aléatoires. La méthode repose sur des estimateurs et sur des conditions d'acceptation et de rejet d'événements. L'avantage d'une telle méthode est sa simplicité : elle permet de quantifier l'importance de différents paramètres et de déterminer facilement des structures au lieu d'utiliser des méthodes analytiques non adaptées.

Une simulation Monte Carlo du transport des particules dans le milieu traversé permet de suivre individuellement les trajectoires des particules à partir des interactions auxquels on associe des densités de probabilité via des sections efficaces qui reproduisent les processus physiques de la particule dans la matière. Le suivi de la particule tient compte du caractère probabiliste des différents processus physiques d'interactions pouvant se produire entre la particule et le milieu traversé. Les particules secondaires qui sont créées dans certains processus d'interactions sont prises en compte dans l'historique de la trajectoire de la particule primaire. Le suivi s'arrête quand une énergie minimale seuil spécifiée par l'utilisateur est atteinte, lorsque la particule est absorbée par le milieu, ou lorsqu'elle quitte le milieu de

simulation défini au début de la simulation (fuite). De manière plus précise, une histoire commence par la naissance de la particule (émission par une source) et se termine par sa mort (absorption ou fuite).

La simulation des transports de particules nécessite des données de base constituées essentiellement par des sections efficaces qui définissent les distributions de probabilité des variables aléatoires représentant une trajectoire tels que le libre parcours moyen et la nature du processus physique. Un exemple d'un organigramme d'une histoire Monte Carlo pour le cas d'un neutron est représenté sur la figure III.1.

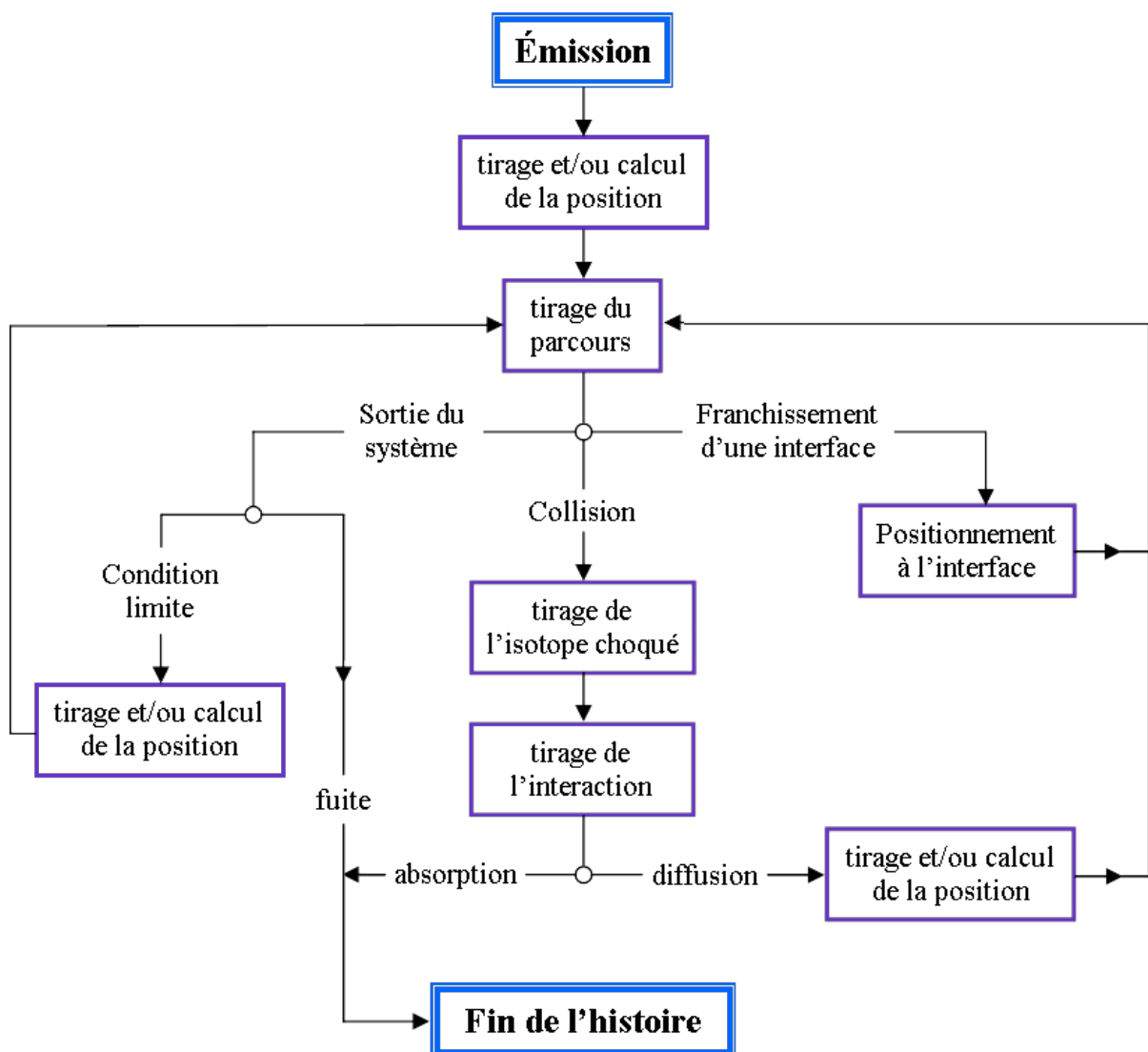


Figure III.1 : Algorithme de principe d'une simulation Monte Carlo de l'histoire d'un neutron [101]. Le neutron est simulé depuis sa source d'émission jusqu'à son absorption ou fuite dans la matière.

Pour une simulation Monte Carlo du transport des particules, la définition précise de certains paramètres est nécessaire :

- le type de particules suivies et milieu traversé (volume et nature) ;
- l'énergie minimale jusqu'à laquelle les particules sont suivies (coupure) ;
- différents processus physiques pris en compte dans la simulation ;
- le type d'observables physiques à étudier: types, énergies ou angle des particules secondaires créées, dépôts d'énergie, etc...

Le transport de particules dans la méthode Monte Carlo comprend les étapes suivantes :

- La détermination du libre parcours ;
- La détermination du type d'interaction ;
- La détermination de l'état final du processus.

Dans les sections suivantes, nous allons discuter des étapes de la méthode Monte Carlo pour la simulation des interactions des particules, mais avant cela un petit rappel sur la loi probabilité.

III.3.1. Rappel sur la loi probabilité

Comme on l'a déjà signalé, la méthode Monte Carlo utilise des techniques probabilistes dans la détermination d'une valeur numérique approchée. Cette méthode consiste à générer des nombres aléatoires dans un intervalle [0,1]. La densité de probabilité n'est pas, dans le cas le plus général, uniforme.

Soit X une variable aléatoire continue définie sur un intervalle $[a,b]$. On définit une fonction $p(x)$ appelée densité de probabilité de la variable aléatoire, telle que la probabilité d'avoir une valeur dans l'intervalle $[x_1, x_2]$ soit :

$$P(x_1 \leq X \leq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} p(x) dx \quad \text{[III.1]}$$

La densité de probabilité est intégrable analytiquement et elle converge vers la valeur 1 dans l'intervalle [a,b] :

$$\int_a^b p(x) dx = 1 \quad \text{[III.2]}$$

La fonction F(x) de répartition de la variable aléatoire X qui donne la probabilité (chance) pour que cette variable ait une valeur comprise entre a et x est donnée par :

$$F(x) = \int_a^x p(x) dx \quad \text{[III.3]}$$

On suppose que la densité de probabilité est strictement positive. La fonction de répartition est alors continue et strictement croissante, en plus F(a) = 0 et F(b) = 1. D'où la fonction de répartition admet une fonction inverse sur l'intervalle [0,1], avec des valeurs dans [a,b].

En considérant un nombre aléatoire Γ_b à distribution uniforme sur l'intervalle [0,1], la valeur de la variable aléatoire X est obtenue en effectuant l'inversion de la fonction de répartition : $X = F^{-1}(\Gamma_b)$.

III.3.2. Tirage aléatoire du libre parcours

Le libre parcours est la distance parcouru par une particule avant d'interagir, il est noté "l" dans cette section. La probabilité de parcourir une distance l sans choc et d'interagir entre l+dl est déterminée de manière aléatoire à partir d'une fonction de distribution poissonnienne p(l) et s'écrit :

$$p(l) = \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \quad \text{[III.4]}$$

avec

l : la distance entre deux interactions;

λ : le libre parcours moyen pour une énergie de particule E_p donné par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{(N_0 \sigma_{tot})} \quad \text{[III.5]}$$

avec N_0 la densité volumique de la cible du milieu traversé et σ_{tot} la section efficace totale d'interaction.

En intégrant la probabilité $p(l)$ entre 0 et l , on crée une fonction de répartition $F(l)$:

$$F(l) = \int_0^l p(l) dl = \int_0^l \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) d\lambda = 1 - \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \quad \text{[III.6]}$$

Le parcours probable est alors donné par un tirage d'un nombre aléatoire Γ_p avec une statistique uniforme dans l'intervalle $[0,1]$, tel que :

$$\Gamma_p = F(l) \quad \text{[III.7]}$$

En inversant la fonction de répartition, on obtient le libre parcours l :

$$l = F^{-1}(\Gamma_p) = -\lambda \ln(1 - \Gamma_p) \quad \text{[III.8]}$$

La valeur de l est la distance tirée aléatoirement qui est la distance parcouru par la particule avant de subir une interaction. Cette distance est de l'ordre du libre parcours moyen. Après la détermination de ce paramètre, le programme détermine le type d'interaction qui doit avoir lieu.

III.3.3. Détermination du type d'interaction

Connaissant le libre parcours l de la particule, la détermination du type d'interaction consiste à sélectionner parmi les différentes sortes d'interactions que peut subir la particule dans la matière. Ceci est fait selon les probabilités associées à chacun des processus physiques impliqués dans l'expression de la section efficace totale d'interaction. La probabilité P_i d'obtenir un événement d'interaction de type i est donnée par:

$$P_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{tot}} = \frac{(I_i)^{-1}}{\sum_k (I_k)^{-1}} \quad \text{[III.9]}$$

En utilisant la distribution cumulative des probabilités P_j et en tirant un nombre aléatoire Γ_b entre 0 et 1, le type d'interaction sera sélectionnée si :

$$\sum_{j=0}^{i-1} P_j \leq \Gamma_p \leq \sum_{j=0}^i P_j \quad \text{[III.10]}$$

Après la détermination du processus d'interaction subi par la particule, l'étape suivante consiste à trouver l'état final du processus, par exemple l'émission des particules secondaires, leurs angles d'émission (déterminés à partir des sections efficaces différentielles angulaires) et l'énergie, etc.

III.4. Génération de nombres pseudo-aléatoires

Un générateur de nombres pseudo-aléatoires, pseudorandom number generator (PRNG) en anglais, est un algorithme qui génère une séquence de nombres qui paraissent avoir un comportement aléatoire. La qualité d'une simulation Monte Carlo dépend de la capacité de générer des nombre aléatoires. Les nombres aléatoires peuvent être générés soit par observation d'expériences de nature aléatoire ou, en ce qui nous concerne, par un algorithme mathématique sur ordinateur [102]. Pour cette dernière manière, ces nombres sont appelés pseudo-aléatoires. L'approche pseudo-aléatoire est en générale beaucoup plus rapide, plus facilement gérable et permet le contrôle et la répétitivité de l'expérience si nécessaire. Cependant, *“du fait de leur implantation matérielle, le nombre d'états possibles de ces générateurs est limité (par la taille des registres par exemple). En conséquence, en observant leur fonctionnement indéfiniment, il arrive un moment ou les générateurs passent par un état similaire à un état précédent, ils sont donc périodiques”*[103].

Différentes méthodes de génération des nombres aléatoires ont été proposées dans la littérature, dans les sections suivantes nous allons décrire les plus utilisés dans des simulations Monte Carlo.

III.4.1. La méthode middle-square

Un générateur pseudo-aléatoire connu sous le nom de la méthode middle-square (carré médian) a été proposée en 1949 par John von Neumann [104]. Dans cette méthode pour générer une séquence de nombres pseudo-aléatoires, John von Neumann propose de prendre une valeur de départ, un nombre entier de 4 chiffres et l'élever au carré. Ensuite, prendre 4 chiffres du milieu comme sortie. Ces chiffres de sortie sont utilisés comme graine (seed) pour l'itération suivante. Par exemple $4373^2 = 19123129$, on récupère les chiffres du milieu 1231 qui sont utilisés comme graine pour l'itération suivante et ainsi de suite. Ce modèle s'est avéré périodique et la période peut être même courte. Au lieu de X_n^2 , Von Neumann essaya avec $X_{n-1} X_n$ et obtient de meilleurs résultats, mais la qualité des sorties dépend de la graine (seed) et la méthode est limitée par des éléments neutres qui produisent toujours la même séquence et constitue un état absorbant de l'algorithme.

III.4.2. Générateurs congruentiels linéaires

Parmi les algorithmes les plus simples pour la génération des nombres pseudo-aléatoires, on trouve les générateurs congruentiels linéaires (GCL) qui ont été proposé dès 1948 par Lehmer [105]. Ils génèrent des nombres pseudo-aléatoires selon une distribution uniforme $U(0,1)$. Ces générateurs reposent sur le choix arbitraire d'un entier X_0 (graine) et la génération d'une séquence X_n de nombres entiers positifs grâce à la formule de récurrence connue sous le nom de l'algorithme de Lehmer [102, 106] :

$$X_{n+1} = aX_n + b \pmod{m} \quad n \geq 0 \quad \text{[III.11]}$$

où

m est un entier positif très grand, X_0 , a , b , sont des entiers respectivement appelés modulo (m), graine (X_0), multiplicateur (a), et incrément (b). Le terme modulo signifie le reste de la division entière ($12 \bmod 9 = 3$). La suite $u_n = X_n/m \in [0, 1]$ est la suite de nombres pseudo-aléatoires de sortie du GCL.

Les GCLs peuvent être classés en deux catégories : lorsque la valeur de b est égale à 0, le générateur est appelé générateur de nombre aléatoire congruentiel multiplicatif

noté GNACM(a, m), alors qu'il est dit mixte quand $b > 0$ noté GCL(a, b, m). Un GCL génère une séquence X_n de nombres entiers pseudo-aléatoire qui prennent valeurs entre 0 et $m-1$ du fait de l'opération mod ; pour un GNACM, la limite inférieure est 1. Comme chaque terme dépend entièrement du précédent, si une valeur de X_n revient, toute la suite se reproduit, la séquence est donc périodique. Pour obtenir un générateur performant, il faut donc avoir une période p suffisamment longue. La période p ne peut pas dépasser m . Si $p = m$, on dit que le générateur est à période maximale. Dans ce cas, toutes les valeurs entières de 0 à $m-1$ sont prises exactement une fois par cycle. Pour trouver une séquence à période longue, il est donc nécessaire de trouver des conditions sur les paramètres a , b et m qui assurent une période suffisamment grande pour GCL. Des choix de ces paramètres pour une longue période sont : $a = 7^5$, $b = 0$ et $m = 2^{31} - 1$ qui a été largement utilisé sur les ordinateurs IBM [107].

Plusieurs autres méthodes de génération de nombres pseudo-aléatoires ont été développées ces dernières années avec l'évolution des outils informatiques. Les plus utilisées sont les générateurs de type congruentiel [108] et les générateurs de type Fibonacci [109]. Ces derniers se basent sur la suite de Fibonacci modulo la valeur m voulue :

$$\begin{cases} X_n = (X_{n-1} + X_{n-2}) \text{ mod } m \\ \text{ou} \\ X_n = (X_{n-1} + X_{n-k}) \text{ mod } m \end{cases} \quad (k = \text{entier}) \quad \text{[III.12]}$$

avec x_0 et x_1 comme graines pour la première variante et $x_0 \dots x_{k-1}$ pour la deuxième. Les générateurs de ces deux types sont utilisés dans le programme de simulation GEANT4.

III.5. Estimation des incertitudes statistiques

La méthode Monte Carlo, comme toute valeur mesurée, estimée ou calculée est sujette à une certaine imprécision. Dans l'analyse des résultats, ces erreurs doivent être prises en compte pour tirer des conclusions. Deux sources d'incertitudes sont à

prendre en considération dans la simulation des interactions des particules dans la matière par la méthode Monte Carlo [110]:

1. Incertitudes dites “systématiques” classées en catégorie B. C’est une déviation par rapport à la vraie mesure et reste la même chaque fois que le calcul est réitéré. Ce genre d’incertitudes peut être lié aux paramètres du code de simulation (choix et interpolation des sections efficaces, générateur de nombres pseudo aléatoires...) et/ou être induit par une mauvaise utilisation du code.
2. Incertitudes dites “statistiques” classées en catégorie A. Elles proviennent d'une déviation aléatoire et diffèrent, à chaque fois que le calcul est réitéré.

Les incertitudes de catégorie B peuvent être évaluées en comparant différents codes de simulation. La difficulté pour évaluer ce type d’erreur c’est que la valeur de référence doit être une valeur vraie. Par contre, les incertitudes de catégorie A qui sont inhérents au mode de calculs du modèle sont fournies par le code. La valeur de référence pour cette erreur aléatoire est la moyenne.

On souhaite évaluer une grandeur X au cours d’une simulation de N histoires, et x_k est la valeur obtenue à la $k^{\text{ième}}$ histoire. La valeur moyenne notée μ est donnée par la relation :

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad \text{[III.13]}$$

Cette grandeur présente, compte tenu de la nature stochastique de l’évaluation, une incertitude statistique σ appelée écart-type et définie par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k^2 - \mu^2 \right]} \quad \text{[III.14]}$$

Selon une distribution gaussienne, la probabilité que la valeur exacte de la grandeur calculée soit dans l’intervalle $X \pm \sigma$ est de 68 %, dans l’intervalle $X \pm 2 \sigma$ de 95 %, et dans l’intervalle $X \pm 3 \sigma$ de 99,7 %. Ce dernier intervalle de confiance est le plus fréquemment utilisé dans les codes Monte Carlo modernes.

III.6. Le code GEANT4

III.6.1. Introduction

L'outil de simulation GEANT4 (pour GEometry ANd Tracking) est un code de simulation Monte Carlo qui a été développé dès 1993 par le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) et l'Organisation de recherche sur l'accélérateur de haute énergie (Kō Enerugī Kasokuki Kenkyū Kikō - KEK). Mais, le projet final a été développé dans le cadre du projet RD44 et R&D du CERN, avec une collaboration internationale d'environ 100 scientifiques repartis dans des centres en Europe, en Russie, au Japon, au Canada et aux États-Unis [111].

Ce code est le successeur du code Monte Carlo GEANT3 développé également par le CERN écrit en Fortran et qui a longtemps été considéré comme le code de référence en simulation pour la physique des hautes énergies. GEANT4 est le premier code dans ce domaine à utiliser des techniques de programmation orienté objet (C++) [112].

Tous les outils pour modéliser une simulation GEANT4 correspondent à des classes C++. Différentes fonctionnalités du code permettent à l'utilisateur de construire une simulation complète: géométrie, matériaux, particules élémentaires, processus physiques, éventuellement champs électromagnétiques, visualisation, sensibilité des détecteurs, extraction des informations à différentes étapes de la simulation, analyse de données, etc.

Les domaines d'application sont la physique subatomique, la physique médicale, la physique des accélérateurs et l'astrophysique. Il est accessible librement sur le site web du projet et ne requiert actuellement aucune licence pour son utilisation. Pour notre travail, nous avons utilisé la version GEANT4.10.02 [113]. Le développement, la maintenance, l'amélioration de l'outil, sa mise à jour et le support des utilisateurs sont effectués par une collaboration internationale de scientifiques et d'ingénieurs. Cette collaboration est répartie en 17 groupes de travail qui peuvent être consultés dans la documentation de GEANT [112].

Ces groupes de collaboration développent et améliorent l'outil au cours du temps. Ils mettent à jour les documentations et le support utilisateur, incluant le guide d'instal-

lation, le guide de développement d'applications et la documentation sur les différents modèles physique. Elles aident également les utilisateurs du code, en donnant des réponses aux questions posées sur le forum de GEANT4 disponible en ligne [114].

III.6.2. Architecture globale du code

L'architecture globale du code GEANT4 comme le montre la Figure III.2 contient 16 catégories de classes C++, dont chacune contient des composants fondamentaux nécessaires pour faire une simulation, leur description est détaillée dans [115]. Chaque catégorie est développée indépendamment et mise à jour par différents collaborateurs du projet. Les catégories se trouvant au bas du diagramme de la figure III.2 sont utilisées pratiquement par toutes les catégories supérieures et constituent la base (catégories fondamentales) de l'outil de simulation GEANT4 [115]. Il s'agit des catégories :

- **Global:** elle contient le système d'unités, des constantes et les classes de génération de nombres numériques et aléatoires ;
- **Materials:** elle contient des matériaux indispensables pour décrire le milieu de simulation tel que le milieu expérimental et les instruments de détection;
- **Particles:** cette classe décrit les propriétés physiques des particules nécessaires pour la simulation des interactions particules-matière.
- **Geometry:** contient des classes nécessaires à l'utilisateur pour la construction de différentes configurations géométriques du système expérimental (milieu expérimental ou instruments de détection, ...).

Dans la partie supérieure de ce diagramme (figure III.2), se trouvent des catégories nécessaires pour décrire le suivi des particules et les processus physiques qu'elles subissent :

- **Track:** la catégorie contient les classes (utilisées "*processes*") concernant les trajectoires et les pas d'interaction d'une particule dans la matière;
- **Processes:** contient les classes concernant les implémentations de tous les processus physiques d'interactions (électromagnétiques des leptons, photons, hadrons et ions, et les interactions hadroniques) des particules dans la matière ;

- **Tracking**: invoque les processus physiques et gère leur contribution à l'évolution des traces; elle fournit également les informations pour les volumes sensibles ("hits and digits") ;
- **Event**: gère les événements (un événement correspond à une histoire) sous forme de "tracks";
- **Run**: gère les collections d'événements pour une configuration de simulation donnée ;
- **Readout** : la catégorie gère l'ensemble des « tracks ».

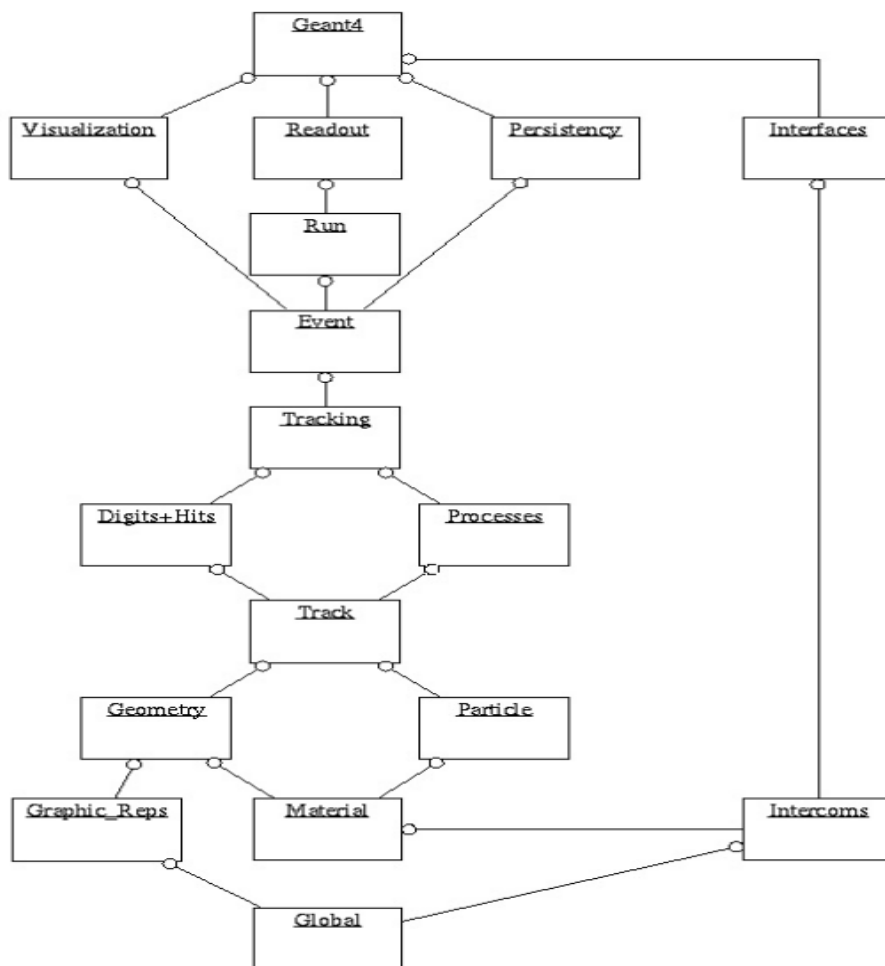


Figure III.2. Les catégories de classes du code Geant4, chaque case indique une catégorie de classes. Les lignes droites indiquent les relations entre les catégories. Le cercle à la fin d'une ligne droite, signifient que la catégorie de classe où se trouve le cercle utilise l'autre catégorie [115].

On peut résumer ainsi différentes classes de GEANT4 : un “run” correspond à une simulation du début à la fin, un “event” (événement) au suivi de l’histoire d’une seule particule d’une source d’un “run”, une “track” à la trajectoire des particules et un “step” au pas entre chaque interaction le long de la trajectoire de la particule. Enfin, ces différentes catégories sont utilisées par d’autres fonctionnalités et se connectent vers des applications externes via des interfaces abstraites, et fournissent la visualisation, la persistance et les interfaces utilisateur [115].

III.6.3. Structure d’une simulation de GEANT4

La structure de la simulation avec GEANT4 est détaillée dans [113]. La méthode principale est le “main” qui implémente un objet G4RunManager qui pilote le déroulement de la simulation. Une simulation avec GEANT4 comporte au minimum trois fichiers (classes) qui héritent de classes préconçues dans le code source. Ces classes doivent être implémentées par l’utilisateur et déclarées au G4RunManager, il s’agit :

1. La géométrie et les matériaux de simulation, qui héritent de **G4VUserDetectorConstruction**. Dans cette classe d’autres informations supplémentaires peuvent être ajoutées, tels que les milieux sensibles pour la détection, des champs électromagnétiques, etc;
2. La source de particules, qui hérite de la classe **G4VUserPrimaryGeneratorAction**. Elle contient les informations sur la nature et l’énergie des particules de simulation, la position, la nature et la direction et la forme d’émission de la source;
3. Processus physiques: qui hérite de la classe G4VUserPhysicsList. Elle contient des processus physiques que l’utilisateur doit choisir pour sa simulation, description des particules ainsi que les coupures utilisées. Ces processus dépendent de la nature des particules ainsi que leur énergie.

A l’invocation de la méthode “initialize” du G4RunManager, le code vérifie la présence obligatoire de ces trois classes citées ci-dessus. La figure III.3 montre le schéma d’une simulation GEANT4, les trois classes en haut (encadrées en rouge) sont des classes de base pour une simulation. D’autres classes sont fournies par le code (encadrées en vert), appelées classe d’action (“ou user hooks”), elles permettent

à l'utilisateur d'extraire et d'analyser des informations de la simulation (énergie déposée, énergie cinétique, . . .). Il s'agit des classes "run", "track" ou "step" qui héritent de G4UserRunAction, G4VUserTrackingAction, G4UserEventAction et G4UserSteppingAction.

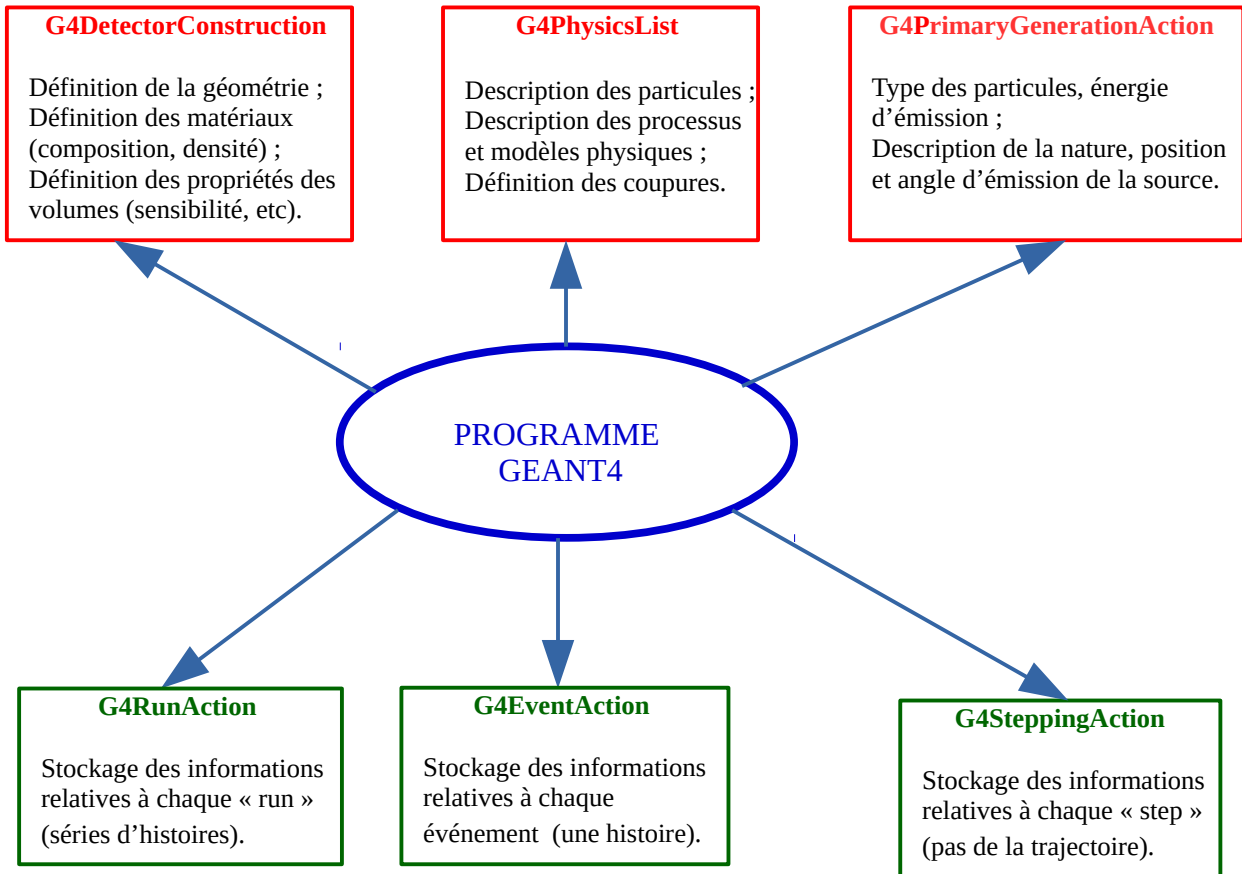


Figure III.3. Schéma d'un programme de simulation Geant4 [116].

Les classes citées à la figure III.3 ne sont pas exhaustives, selon les ambitions de l'utilisateur, d'autres classes sont préconçues dans le code et peuvent être ajoutées dans la conception d'un code de simulation [113].

III.6.4. Principe de simulation de GEANT4

Le suivi du transport des particules dans GEANT4 se fait par les pas de calcul et suit les trois étapes suivantes :

1. détermination de la longueur d'un pas à partir de la section efficace totale d'interaction et la densité du milieu ;
2. tirage aléatoire des différents processus possibles au début du pas. Ce tirage s'effectue par pondération avec la section efficace d'interaction et permet de choisir quel type de processus interviendra durant ce pas;
3. génération de l'état final à la fin du pas (diffusion ou absorption de la particule incidente, création de particules secondaires, . . .).

III.6.5. Les modèles physiques de GEANT4

Les processus physiques de GEANT4 sont responsables de la simulation des interactions physiques qui se produisent tout au long du parcours d'une particule traversant un milieu. Dans GEANT4, les calculs se basant sur les sections efficaces des différents processus d'interaction se présentent de la manière suivante : soit la section efficace différentielle $d\sigma(Z,E,T)/dT$ d'éjection d'une particule secondaire qui est définie par rapport à l'énergie cinétique transférée à la particule secondaire, Z est le numéro atomique du matériau traversé, E l'énergie de la particule incidente et T l'énergie cinétique de la particule secondaire éjectée [116]. Ainsi la section efficace totale par atome pour éjecter une particule secondaire d'énergie $T > T_c$ est donnée par :

$$\sigma(Z,E,T_c) = \int_{T_c}^{T_{max}} \frac{d\sigma(Z,E,T)}{dT} dT \quad \text{[III.15]}$$

où T_{max} est l'énergie maximale pouvant être transférée à la particule secondaire;
 T_c est l'énergie minimum, en dessous de laquelle la particule secondaire ;
n'est pas éjectée.

La perte d'énergie par unité de longueur (TEL) est donc donnée à partir de la section efficace par la relation III.16:

$$\frac{dE(E, T_c)}{dx} = \frac{\rho_{cible} N_a}{A_{cible}} \int_0^{T_c} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT \quad [\text{III.16}]$$

Avec : ρ_{cible} : densité du matériau traversé ;

N_a : le nombre d'Avogadro ;

A_{cible} : masse d'une mole du milieu traversé.

Le terme $\rho_{cible} N_a / A_{cible}$ correspond au nombre d'atomes par unité de volume dans un matériau simple. Si la perte d'énergie est due à plusieurs processus, le TEL s'écrit :

$$\frac{dE^{tot}(E, T_c)}{dx} = \sum_i \frac{dE_i(E, T_c)}{dx} \quad [\text{III.17}]$$

Le calcul des processus physiques d'interaction dans GEANT4 utilise des interpolations de tables de données (sections efficaces), des modèles basés sur des calculs théoriques, ainsi que des paramétrisations semi-empiriques. Le code contient une grande variété de modèles physiques qui peuvent être complémentaires et parfois alternatifs couvrant les interactions de plusieurs types de particules (photons, muons, électrons, hadrons et ions) et sur des gammes d'énergie allant de quelques eV jusqu'à plusieurs PeV. Ces processus sont répartis en 5 catégories [117]:

- Transport : c'est un processus particulier qui gère le transport des particules dans les volumes géométriques, en présence ou non d'un champ électromagnétique. Ce processus est également responsable du calcul de la distance à la prochaine frontière d'un volume géométrique. Il identifie ainsi le prochain volume rencontré.
- Décroissance (décroissance des particules en vol et au repos, et chaîne de désintégration);
- Électromagnétiques (sous-catégories "standard", "basse énergie", et photons "optiques");
- Hadroniques (processus hadroniques purs, désintégration radioactive);
- Interactions photon-noyau, lepton-noyau.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux processus hadroniques et principalement à deux modèles physiques que nous avons abondamment utilisés dans nos simulations : le modèle de cascade intranucléaire de Bertini et le modèle de

cascade binaire. Mais avant cela, nous allons d'abord passer en revue l'implémentation des processus physiques de GEANT4.

III.6.6. Implémentation des processus physiques de GEANT4

Les processus de GEANT4 sont décrits par des classes, chacune de ces classes dérivent de la classe de base "G4VProcess". La figure III.4 montre les processus qui héritent de la classe de base "G4VProcess". Une classe définissant un processus physique doit implémenter les méthodes virtuelles de G4VProcess pour décrire quand et où l'interaction doit se produire en utilisant la méthode "GPIL" (GetPhysicalInteractionLength) et l'interaction elle-même par la méthode "DoIt" :

- La méthode GPIL calcule la longueur de pas ; pour cela, elle calcule la probabilité d'interaction à partir de la section efficace du processus considéré;
- A la fin du pas, la méthode DoIt est invoquée; elle réalise l'interaction, la modification de l'énergie de la particule incidente, sa direction, modification de l'état et la charge (pour le cas d'ions). Elle génère également les particules secondaires en leur attribuant une énergie cinétique et la direction d'émission.

Comme le montre la figure III.4, il existe 7 types de processus implantés dans GEANT4 qui dérivent de G4VProcess. On distingue :

- processus purs : G4VRestProcess, G4VDiscreteProcess ou G4VContinuousProcess) ;
- processus "complexes" qui les combinent : G4VContinuousDiscreteProcess , G4VRestDiscreteProcess, G4VRestContinuous, G4VRestContinuousDiscrete.

Selon que le processus peut se produire le long du pas ("AlongStep"), au repos ("AtRest") ou à la fin du pas ("PostStep"), G4VProcess fournit trois méthodes GPIL virtuelles pures [113] :

- AlongStepGetPhysicalInteractionLength();
- AtRestGetPhysicalInteractionLength();
- PostStepGetPhysicalInteractionLength();

et trois méthodes DoIt correspondantes :

- AlongStepDoIt() ;
- AtRestDoIt() ;;
- PostStepDoIt().

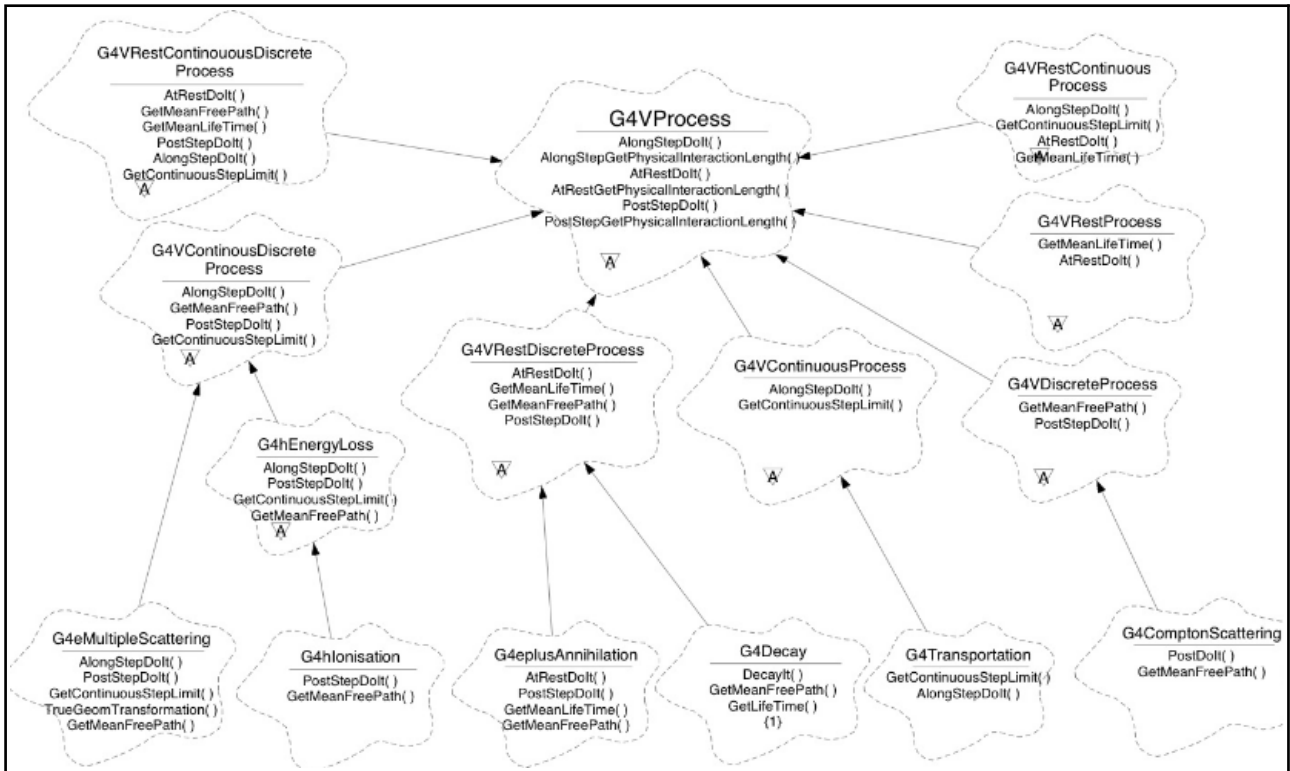


Figure III.4. Classes décrivant les processus physiques dérivant de la classe de base G4VProcess [113].

III.6.7. Les modèles physiques hadroniques de GEANT4

Trois types d'éléments physiques sont utilisés par GEANT4 pour décrire la physique d'une simulation: les processus d'interaction, les modèles et les sections efficaces. A un processus physique d'interaction peuvent être associés un ou plusieurs modèles physique ainsi qu'un ou plusieurs ensembles de sections efficaces, qui se présentent, soit sous forme de table, soit sous forme de formule analytique, soit sous forme de combinaison de table et de formule analytique. Le tableau III.1 montre les différents modèles physiques hadroniques (neutrons, protons) de GEANT4 version 10.02 qui ont été utilisés dans ce travail, les particules concernées et leur domaine de validité. Nous n'allons pas détailler tous ces modèles qui peuvent être consultés dans le manuel de GEANT4 [117], nous nous limiterons aux deux modèles de cascade intranucléaire (cascade intranucléaire de Bertini et la cascade binaire) qui ont été longuement utilisés dans ce travail.

Processus	Nom du modèle	Particules	Domaine d'énergie
Diffusion élastique	G4NeutronHPThermalScattering	n	< 4 eV
	G4HadronElastic	p, n	Tout
	G4NeutronHPElastic	n	0-20 MeV
	G4ParticleHPElastic	p, n	0-20 MeV
Diffusion inélastique	G4NeutronHPInelastic	n	0-20 MeV
	G4ParticleHPInelastic	p, n	0-20 MeV
	G4BertiniCascade	p, n	20-10 GeV
	G4BinaryCascade	p, n	20-10 GeV

Tableau III.1. Modèles physiques de GEANT4, particules et gammes d'utilisation, p désigne le proton, n le neutron.

III.6.7.1. Modèles de cascades intranucléaires de GEANT4

III.6.7.1.1. Introduction

Les hadrons de haute énergie peuvent interagir avec les électrons atomiques du milieu, il s'en suit des émissions de particules secondaires. Cependant, les atomes peuvent également subir des réactions nucléaires qui sont décrites par différents modèles physiques telles que des cascades intranucléaires. Des modèles de cascades intranucléaires sont implémentés dans les codes de simulation Monte Carlo et les émissions secondaires y dépendent fortement. Dans les simulations Monte Carlo de GEANT4 deux modèles de cascades nucléaires ont été utilisés pour nos simulations, il s'agit du modèle des cascades de Bertini et celui des cascades binaires. Nous allons donc décrire en détail les principes de ces deux modèles dans les paragraphes qui suivent. Mais avant cela, nous allons d'abord donner un bref aperçu sur les différents mécanismes de réaction nucléaire, ainsi que la description générale du formalisme des codes de cascade intranucléaire utilisés dans les simulations Monte-Carlo.

III.6.7.1.2. Cascades intranucléaires

Des codes de cascades intranucléaires sont utilisés dans des simulations Monte-Carlo. Selon Serber [74], la longueur d'onde de De Broglie de la particule incidente est assez petite pour que cette particule "voit" les nucléons du noyau cible individuellement et initie une cascade d'interactions nucléon-nucléon, qui progressivement partage l'énergie du projectile avec un nombre croissant de nucléons. Pour que cela soit possible, il faut que la longueur d'onde de De Broglie de la particule incidente soit au moins inférieure à la portée de l'interaction nucléaire (r_s) qui elle-même doit être inférieure à la distance moyenne (d) entre deux nucléons [118] :

$$\Lambda \ll r_s \ll d$$

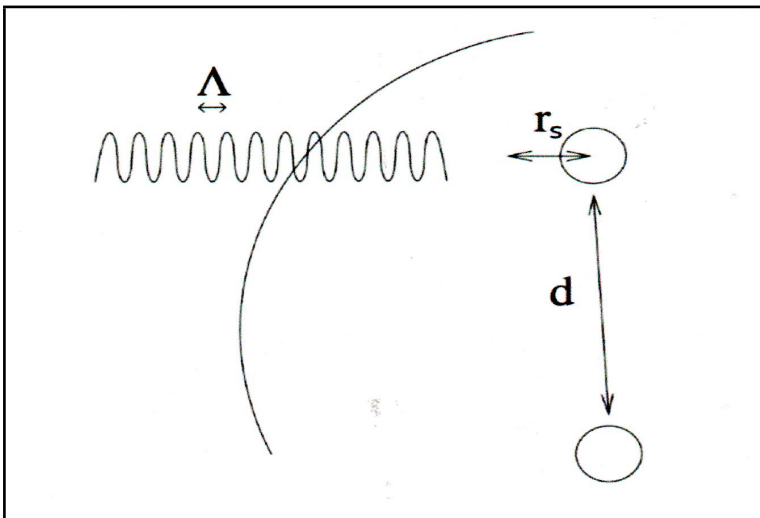


Figure III.5. Représentation schématique des hypothèses de la cascade intranucléaire [118]. Λ représente la longueur d'onde de De Broglie du nucléon incident, r_s la portée de l'interaction et d la distance moyenne entre nucléons : $\Lambda \ll r_s \ll d$.

Le noyau est généralement considéré comme un gaz de Fermi où il n'y a pas d'interactions entre les nucléons (protons et neutrons). Le projectile interagit avec les nucléons du noyau cible, initiant une cascade d'interactions entre nucléons où l'énergie du projectile est distribuée sur un nombre important de nucléons. Le libre parcours moyen et l'énergie transférée lors de l'interaction entre deux nucléons sont calculés à partir des sections efficaces de diffusion nucléon-nucléon et leurs distributions angulaires. Les collisions nucléon-nucléon dans lesquelles l'énergie finale des nucléons est inférieure à l'énergie de Fermi sont interdites par le principe

d'exclusion de Pauli. L'énergie de Fermi est l'énergie du nucléon le plus énergétique du noyau dans son état fondamental et est donnée par :

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \rho_{n,p})^{2/3} \quad \text{[III.18]}$$

avec

$\rho_{n,p}$, densité uniforme des neutrons ou des protons.

Dans les simulations Monte-Carlo, les nucléons sont suivis dans le temps et dans l'espace. Pour chaque diffusion, des nombres aléatoires sont utilisés pour déterminer la position, le type d'interaction, ainsi que les directions et les moments des particules après collision dans une géométrie tridimensionnelle. Les particules qui ont reçues suffisamment d'énergie sont émises quand elles atteignent la surface nucléaire. Les collisions sont suivies jusqu'à ce que toutes les particules aient une énergie inférieure à un certain seuil. Les particules secondaires créées (neutrons, protons, pions, deutons, etc ...) peuvent interagir avec les nucléons du même noyau ou d'un autre noyau quand elles s'échappent du système (noyau) [voir figure II.4]. La figure III.6 montre une représentation schématique d'une cascade d'interactions nucléon-nucléon avec éjection de particules secondaires.

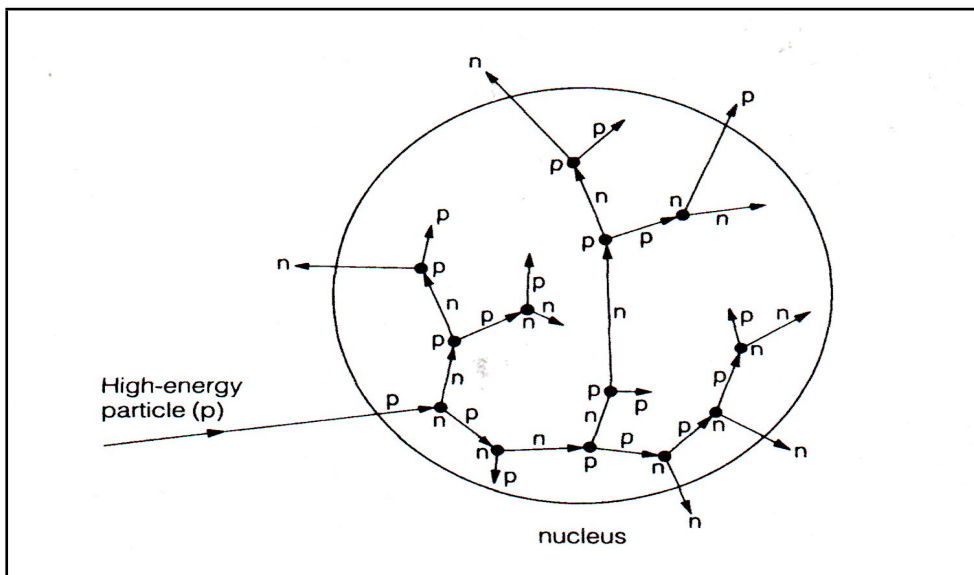


Figure III.6. Représentation schématique d'une cascade intranucléaire avec éjection de particules secondaires [119].

A la fin de la cascade intranucléaire, le noyau chaud possède une énergie forte d'excitation. La désexcitation peut se faire par plusieurs voies [voir figure II.4] : simple changement d'état et émission de photon γ , évaporation d'un ou plusieurs nucléons ou émission de noyaux légers. Si l'énergie résiduelle est suffisante, les noyaux lourds peuvent également se désexciter par le processus de fission [119].

Il existe deux types de cascade intranucléaire :

- La version dite "continue" où le nucléon incident frappe un noyau cible qui est représenté par différentes sphères concentriques et constituées par un milieu continu. Le libre parcours moyen, qui est estimé à partir des sections efficaces nucléon-nucléon, sert à déterminer la position de la collision. Les produits de réaction sont suivis jusqu'à une énergie inférieure à un certain seuil. Les modèles de Bertini [117, 120, 121, 122] ou de la cascade binaire [117, 123] que nous décrirons aux sections suivantes sont de ce type.
- La version dite "particulaire" où tous les nucléons du noyau incident sont des points bien déterminés dans l'espace des phases (vecteur position et vecteur moment). Les collisions ont lieu en fonction de leur distance minimum d'approche et des sections efficaces. Au cours d'une cascade, tous les nucléons sont en mouvements.

III.6.7.1.2.1. Cascades intranucléaires de Bertini

Le modèle de cascade intranucléaire (CIN) fut proposé pour la première fois en 1947 par Serber [74]. Il constata que la longueur d'onde de de Broglie (λ_B) de la particule incidente lors des collisions particule-noyau était de l'ordre de grandeur ou inférieure à la distance moyenne entre les nucléons. La description d'interactions entre particules incidentes avec un ou plusieurs nucléons individuellement, et non avec l'ensemble du noyau était dès lors justifiée. La cascade intranucléaire a été utilisée avec succès dans des simulations Monte Carlo à des énergies intermédiaires depuis les premiers calculs manuels de Goldberger en 1947 [124]. Les premières simulations par ordinateurs ont été réalisées par Metropolis et al. en 1958 [125]. En 1966, Griffin y ajoute le modèle d'exciton (appariement nucléon excité-trou) [126].

Les méthodes standards dans les implémentations des CIN ont été développées lorsque Bertini a publié ses résultats en 1968 [127]. Bertini contribua de façon importante à l'élaboration de ce modèle en y introduisant des potentiels et des densités nucléaires réalistes.

Le modèle de cascade intranucléaire (CIN) développé par Bertini implémenté dans GEANT4 provient du code INUCL (Liege Intranuclear Cascade Model) et comprend le modèle de cascade intranucléaire de Bertini avec des excitons, un modèle de pré-équilibre, un modèle d'explosion de noyau simple, un modèle de fission et un modèle d'évaporation [128]. Ce modèle est valable pour des réactions impliquant différentes particules (protons, neutrons, pions, photons, ...) d'énergie incidente comprise entre 0 et 10 GeV [117].

Le noyau cible est modélisé comme un milieu continu dont la densité est représentée par trois sphères concentriques de densité constante (uniforme). La proportion des nucléons est considérée constante dans chacune de ces zones. La distribution des moments cinétiques des nucléons du noyau est considérée comme un gaz de Fermi. Les énergies de liaisons des nucléons aux noyaux sont déterminées par une combinaison des données expérimentales et la formule de masse de Kümmel [129]. Le mécanisme de collision entre le nucléon incident et le noyau est vu comme une succession de collisions binaires nucléon-nucléon bien séparées dans le temps et l'espace. La cascade commence quand une particule incidente interagit avec un nucléon du noyau cible et produit des particules secondaires, qui peuvent à leur tour interagir avec d'autres nucléons ou être absorbés. La cinématique relativiste est appliquée tout au long de la cascade. La cascade est arrêtée lorsque toutes les particules, pouvant échapper (cinématiquement) du noyau l'ont fait. A ce moment, la loi sur la conservation de l'énergie est vérifiée [128].

Les cinq étapes successives qui caractérisent le déroulement de la cascade intranucléaire de Bertini implémentée dans GEANT4 peuvent être consultées dans l'article d'Aatos et Al. [128], ainsi que dans le manuel de référence de physique de GEANT4 [117], elles sont également décrites dans les sections suivantes :

1. Le point spatial d'entrée de la particule incidente dans le noyau est obtenu selon une distribution uniforme sur la zone projetée du noyau ;
2. Les sections efficaces totale particule-particule disponibles dans GEANT4 et la densité du noyau considéré sont utilisées pour déterminer la longueur du pas du projectile incident dans le noyau ;
3. Les caractéristiques de la collision (moment, types de réactions,...) sont déterminées ;
4. Le noyau est réorganisé selon le modèle des excitons ;
5. Si le principe d'exclusion de Pauli le permet, et que l'énergie des particules est supérieure à l'énergie seuil (2 MeV), la séquence recommence à partir du point 2.

Après la CIN, des modèles de physique standard implémentés dans GEANT4 sont invoqués : le noyau entre dans une phase du noyau composé, cette phase dure environ $10^{-18} - 10^{-16}$ secondes. Elle est suivie de l'évaporation (émission isotrope de particules légères) ou le Fermi break-up (explosion en protons et neutrons).

III.6.7.1.2.1.1. Modélisation du noyau dans la cascade de Bertini

Comme déjà mentionné, dans la cascade intranucléaire de Bertini, on suppose que le noyau est modélisé comme un gaz de Fermi des nucléons. Les énergies de liaisons des nucléons aux noyaux proviennent de la formule de masse de Kümmel ainsi que des données expérimentales [117, 128]. L'énergie de Fermi qui est définie comme l'énergie du nucléon le plus énergétique du noyau dans son état fondamental est calculée dans une approximation de densité locale, c'est-à-dire qu'elle est dépendante du rayon avec l'impulsion de Fermi $p_F(r)$ qui est donné par :

$$p_F(r) = \left(\frac{3\pi\rho(r)}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{[III.19]}$$

La phase d'initialisation fixe le rayon et l'impulsion nucléaire selon le modèle de gaz de Fermi.

Si la cible est l'hydrogène ($A = 1$), une collision directe entre particule-particule est effectuée et aucune modélisation nucléaire n'est requise. Si $1 < A < 4$, un modèle nucléaire composé d'une seule couche avec un rayon de 8,0 fm est créé.

Si $4 < A < 11$, le noyau y est modélisé par trois sphères concentriques $i = \{1, 2, 3\}$ avec un rayon:

$$r_i(\alpha_i) = \sqrt{C_1^2 \left(1 - \frac{1}{A}\right) + 6,4 \sqrt{-\log(\alpha_i)}} \quad \text{[III.20]}$$

avec $\alpha_i = \{0,01; 0,3; 0,7\}$ et $C_1 = 3,3836A^{1/3}$.

Si $A > 11$, un modèle nucléaire avec trois sphères concentriques est également utilisé. Le rayon de la sphère est maintenant défini comme suit:

$$r_i(\alpha_i) = c_2 \log\left(\frac{1 + e^{-\frac{c_1}{c_2}}}{\alpha_i} - 1\right) + c_1 \quad \text{[III.21]}$$

avec $c_2 = 1,7234$.

Le potentiel V dans lequel se trouvent les nucléons N est différent dans chacune des trois zones et vaut:

$$V_N = \frac{p_F^2}{2m_N} + E_{L_N}(A, Z) \quad \text{[III.22]}$$

Où p_F est l'impulsion de Fermi et E_L est l'énergie de liaison. La distribution du moment dans chaque région suit la distribution de Fermi à zéro température.

$$f(p) = cp^2 \quad \text{[III.23]}$$

avec

$$\int_0^{p_F} f(p) dp = n_p \text{ (où) } n_n \quad \text{[III.24]}$$

Où n_p et n_n sont le nombre de protons ou de neutrons dans la région, p_f est l'impulsion correspondant à l'énergie de Fermi qui est calculée de la manière suivante :

$$E_f = \frac{p_F^2}{2m_N} = \frac{h^2}{8\pi^2 m_N} \left(\frac{3\pi^2}{v} \right)^{\frac{2}{3}} \quad [\text{III.25}]$$

E_f dépend de la densité de particules, et est différente pour chaque particule et pour chaque région.

III.6.7.1.2.1.2. Principe d'exclusion de Pauli

Le principe d'exclusion de Pauli interdit les interactions où les produits seraient dans les états occupés. Suite à l'hypothèse d'un gaz de Fermi complètement dégénéré, les niveaux sont remplis à partir du niveau le plus bas. L'énergie minimale autorisée pour les produits d'une collision correspond au niveau le plus bas non rempli du système, qui est l'énergie de Fermi dans la région. Dans la pratique, le principe d'exclusion de Pauli est pris en compte en n'acceptant que les nucléons secondaires qui ont $E_N > E_f$.

III.6.7.1.2.2. Modèle des cascades binaires

La cascade binaire de GEANT4 [117, 123] comme celle de Bertini est une cascade intranucléaire provoquée par une interaction entre projectile incident (primaires ou secondaires) et les nucléons individuels du noyau. Le domaine d'énergie et le type de projectile couverts par ce modèle sont les mêmes que dans le modèle de Bertini. A la différence du modèle de Bertini, le noyau est modélisé en trois dimensions. De plus selon les conditions de la collision les phénomènes de résonance de masse sont pris en compte, et enfin les nucléons suivent une trajectoire courbée dans le potentiel du noyau. Le modèle des cascades binaires a été développé depuis quelques années de manière spécifique dans le cadre de GEANT4 pour répondre aux besoins des expériences du LHC (Large Hadron Collider) dotées d'immenses calorimètres et aux problèmes de radioprotection nécessitant une parfaite description de la production des particules secondaires.

Les étapes principales qui caractérisent le déroulement d'un processus se déroulant selon le modèle de cascade binaire dans GEANT4 sont les suivantes :

1. Construction du noyau en trois dimensions ;
2. Tirage aléatoire du paramètre d'impact sur le nucléon cible le plus proche;
3. Calcul de la distance minimale d'approche en ligne droite du projectile avec chaque nucléon de la cible supposée immobile;
4. Choix des réactions en fonction des données des sections efficaces d'interaction projectile-nucléons de la cible en prenant en compte les résonances ;
5. Si la distance minimale est inférieure au "rayon" de la section efficace d'interaction, alors le projectile peut entrer en collision avec le nucléon,
6. Génération des produits de réactions en respectant le principe d'exclusion de Pauli ainsi que la statistique de Fermi. Chaque produit de réaction peut interagir de nouveau avec un autre nucléon du noyau et déclencher une cascade intranucléaire.

La cascade initiée continue tant qu'il y a un nucléon (incident ou nucléon ayant subi la collision) dont l'énergie cinétique est supérieure à 75 MeV, et se termine lorsque l'énergie cinétique moyenne est inférieure à 15 MeV. Après la fin de la cascade, les restes du noyau et les excitons sont traités par les modèles d'évaporation, de pré-équilibre et de désexcitation nucléaire qui ne sont pas inclus dans le modèle de cascade binaire, mais disponibles dans GEANT4.

III.6.8. Listes physiques de GEANT4

Différents modèles physiques de nature électromagnétiques et hadroniques sont implémentés dans GEANT4. Parmi ces modèles, certains sont basés sur des théories, d'autres sur des données expérimentales (data-driven), ainsi que des modèles semi-empiriques, chacun s'appliquant à différentes interactions de particules et à des gammes d'énergies différentes.

Les modèles théoriques reposent sur des calculs mathématiques pour déterminer les processus ainsi que l'état final des interactions lorsque les données expérimentales ne sont pas disponibles. Les modèles qui se basent sur des données quant à eux, ils déterminent les processus ou les résultats d'interactions à partir des données expérimentales extraites des bibliothèques de référence (ENDF et TENDL, ...) qui sont téléchargées dans les bibliothèques de GEANT4 lors de l'installation. Pour les modèles semi-empiriques, ils utilisent des calculs mathématiques pour déterminer et extrapoler les processus physiques et l'état final d'interaction, à partir des données expérimentales disponibles, lorsque les données (sections efficaces) ne sont pas

complètes. Par exemple les interactions d'une particule dont l'énergie est supérieure aux données des sections efficaces disponibles dans la bibliothèque de GEANT4.

En plus de tous les processus individuels, il existe des listes physiques pré-conçues, constituées de divers processus qui permettent à l'utilisateur d'appliquer différents processus d'interactions selon les énergies dans une simulation. Dans ce travail, pour les neutrons, des listes physiques (QGSP_BERT_HP et QGSP_BIC_HP) basées sur les données pour une certaine gamme d'énergies ont été utilisées. Pour les protons, ces listes utilisent des modèles théoriques [111, 130, 131, 132]. Dans les récentes versions de GEANT4, une liste physique basée sur des données (QGSP_BIC_AllHP) a été introduite, et elle a été utilisée dans ce travail pour les simulations des spectres de neutrons produits à partir des cibles de Lithium (voir chapitre V) et un faisceau de proton. Les listes qui ont été utilisées pour ce travail sont :

1. **QGSP_BERT_HP** : Cette liste utilise la cascade de Bertini pour les énergies au-dessus de 20 MeV. Pour les neutrons, en dessous de 20 MeV, elle utilise le modèle de "NeutronHP" dans lequel on peut ajouter le traitement thermal avec le modèle de "NeutronHPThermalScattering" en dessous de 4 eV. Pour les neutrons, elle est basée sur des données expérimentales qui sont disponibles pour une certaine gamme d'énergie dans les bibliothèques de GEANT4 et elle est théorique pour les protons.
2. **QGSP_BIC_HP** : Cette liste utilise les mêmes modèles physiques en dessous de 20 MeV que la liste précédente (QGSP_BERT_HP). Au delà de cette énergie, elle utilise la cascade binaire.
3. **QGSP_BIC_AllHP** : Cette liste est basée sur le modèle de cascade binaire standard. Les différents travaux [133, 134] ont montré les limites des modèles QGSP_BERT_HP et QGSP_BIC_HP, ils produisent des résultats insuffisants pour des énergies de protons incidents inférieures à 100 MeV et les cibles de masse atomiques inférieures à 100. Un nouveau modèle "particule_hp" basé sur les données a été introduit dans les versions récentes de GEANT4 permettant de décrire des interactions inélastiques des protons dans la gamme d'énergie de 0-200 MeV [135]. Ce modèle est inclus dans la liste physique QGSP_BIC_PHP qui a été testé avec des résultats satisfaisants dans certains cas [133]. Après des tests supplémentaires, les listes QGSP_BIC_HP et QGSP_BIC_PHP ont été combinées et améliorées pour donner le nouveau

modèle QGSP_BIC_AllHP disponible avec les versions récentes de GEANT4. Ce modèle se base sur les données expérimentales (sections efficaces) pour décrire les interactions des protons d'énergie inférieure à 200 MeV. Dans la version GEANT4.10.02 qui a été longuement utilisée pour ce travail les données utilisées sont extraites des données des bibliothèques de référence TENDL-2014.

III.7. Validation du code de simulation GEANT4

Avant d'utiliser ce code dans différentes comparaisons (simulations avec d'autres codes Monte Carlo ou résultats expérimentaux), il est primordial de procéder à une validation de celui-ci en comparant les données de base tabulées dans les bibliothèques de GEANT4 et les simulations effectuées avec ce code aux données de référence qui peuvent être trouvées sur différentes sites officiels comme le National Nuclear Data Center (NNDC) [96], Agence internationale de l'énergie atomique (AIEA) [137], National Institute of Standards and Technology (NIST) [84]. Pour effectuer cette validation, nous avons d'abord comparé les données de base des sections efficaces des neutrons disponibles dans les bibliothèques de GEANT4 (G4NDL : Geant4 Neutron Data Library) avec des données de référence tabulées dans les bases de données Evaluated Nuclear Data File (ENDF) [136], Japanese Evaluated Nuclear Data Library (JENDL) [136, 137] et Joint Evaluated Fission and Fusion (JEFF) [138]. Nous avons ensuite comparé les parcours des protons simulés avec GEANT4 et ceux calculés avec le code PSTAR [84].

III.7.1. Sections efficaces

La comparaison des données des sections efficaces s'est focalisée sur ceux d'intérêt pour notre étude: ${}^1\text{H}(n,n)\text{H}$, ${}^6\text{C}(n,n){}^6\text{C}$, ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$.

Les figures III.7 et III.8 montrent la comparaison des sections efficaces de diffusion élastique des neutrons sur la cible d'hydrogène et de carbone tabulées dans G4NDL4.5 avec les données de référence ENDF/B-VII, JENDL-4.0 et JEFF-3.2. On remarque qu'il y a une divergence avec les données de référence : G4NDL4.5 sous-estime la section efficace en dessous de 0,1 eV pour l'hydrogène avec un écart de 13 % pour l'énergie de 10^{-7} MeV qui peut aller jusqu'à 5000 % pour l'énergie de 10^{-11}

MeV. Pour le carbone cette sous estimation des données de G4NDL4.5 par rapport aux données de référence s'observe en dessous de 0,01 eV, avec un écart de 9 % pour cette énergie, et qui peut aller jusqu'à 1500 % pour l'énergie de 10^{-11} MeV. Ces écarts n'ont pas d'impact sur notre travail, car les modèles de G4NeutronHP qui utilisent un traitement thermique basé sur l'approximation des gaz parfait ne donnent pas des résultats précis en dessous de 4 eV. Au chapitre 4, nous montrerons pourquoi une liste physique utilisant des sections efficaces de diffusion thermique sera utilisée pour des simulations de la réponse du WENDI-2 pour les énergies de neutrons thermiques.

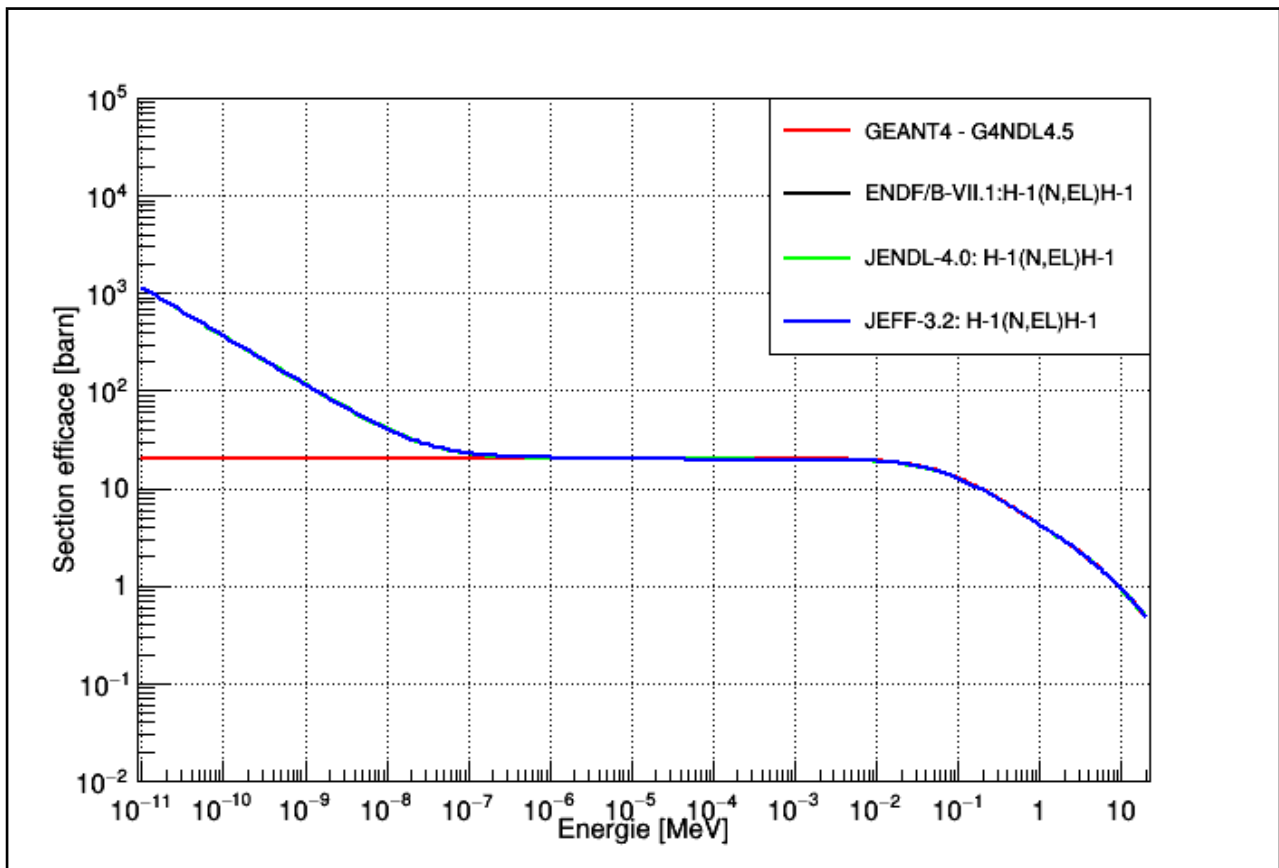


Figure III.7. Comparaison des sections efficaces des neutrons pour une cible d'hydrogène, bibliothèque de GEANT4 (G4NDL4.5) et les données ENDF/B-VII.1, JENDL-4.0 et JEFF-3.2.

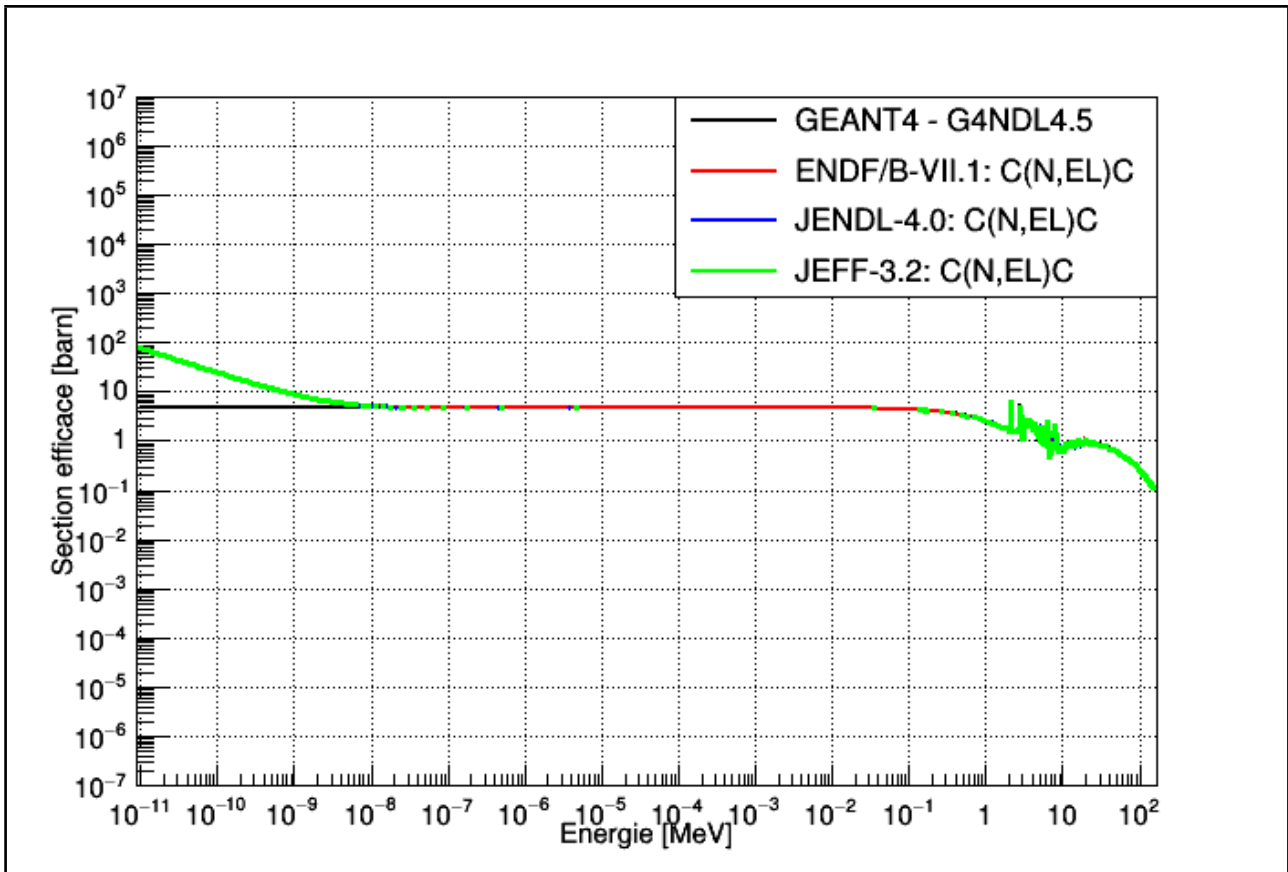


Figure III.8. Comparaison des sections efficaces des neutrons pour une cible de carbone, bibliothèque de GEANT4 (G4NDL4.5) et les données ENDF/B-VII.1, JENDL-4.0 et JEFF-3.2.

L'hélium-3 est le milieu sensible du détecteur WENDI-2, la figure III.9. montre les sections efficaces ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ implémentées dans G4NDL4.5 et les données de ENDF/B-VII, JENDL-4.0 et JEFF-3.2. On remarque qu'il y a une concordance avec les données de référence, sauf que G4NDL4.5 surestime la section efficace au-delà de 5 MeV avec un écart de 5 % et qui peut aller jusqu'à 68 % pour l'énergie de 20 MeV. Cependant, vu la section efficace de ${}^3\text{He}$, les neutrons doivent être thermalisés pour être détectés, d'où cette différence dans cette partie d'énergie n'a aucune influence pour les résultats de ce travail.

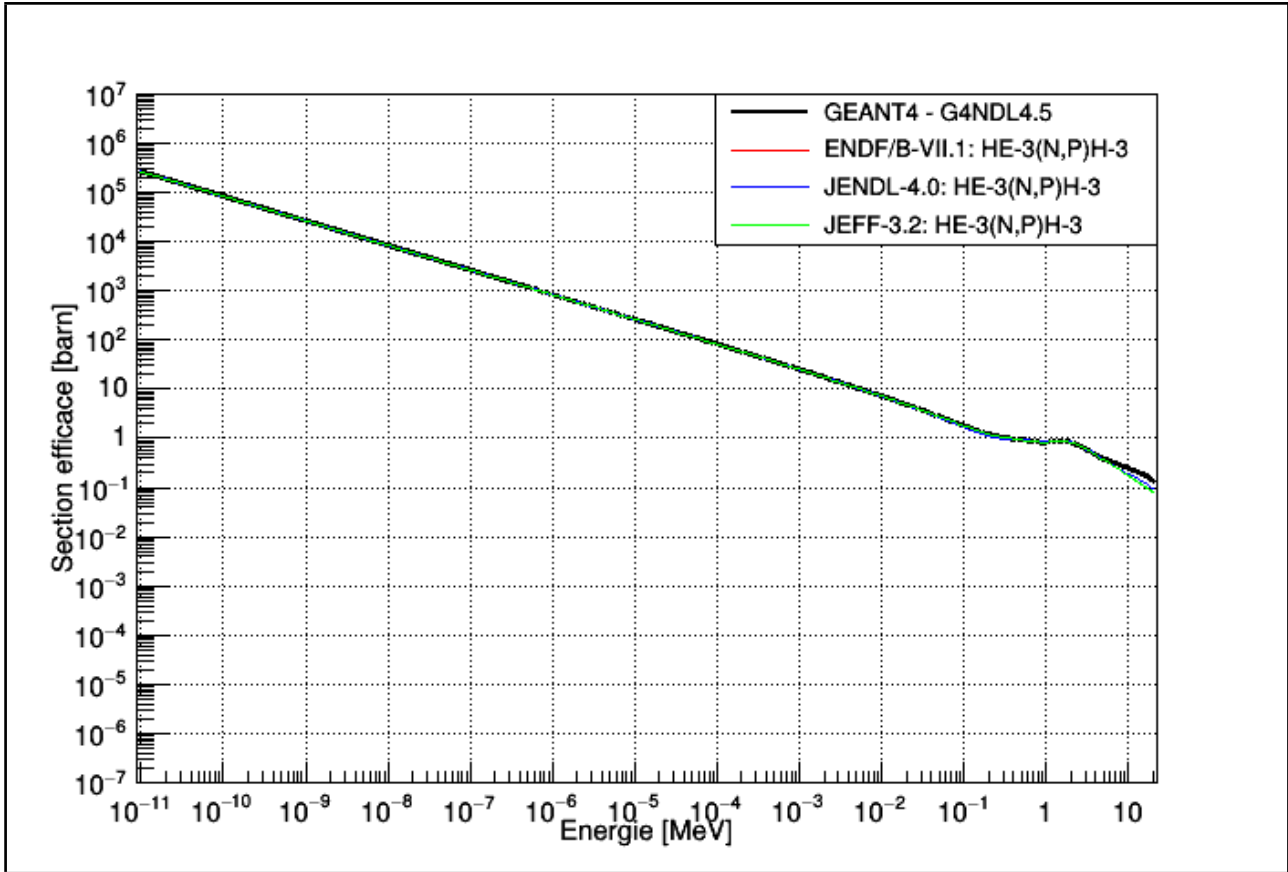


Figure III.9. Comparaison des sections efficaces des neutrons pour la cible ^3He , bibliothèque de GEANT4 (G4NDL4.5) et les données ENDF/B-VII.1, JENDL-4.0 et JEFF-3.2.

Le tungstène entrant dans la composition du détecteur WENDI-2, nous nous intéressons aussi à ses sections efficaces. La figure III.12 montre la comparaison des sections efficaces $^{184}\text{W}(n,2n)^{183}\text{W}$ et $^{184}\text{W}(n,3n)^{182}\text{W}$ de production de neutrons pour le tungstène avec des neutrons comme particules incidentes tabulées dans G4NDL4.5 avec les données de la base de donnée ENDF/B-VII et JENDL-4.0. Pour la section efficace $^{184}\text{W}(n,2n)^{183}\text{W}$, il y a une concordance des données, sauf que ENDF/B-VII.1 les surestime en dessous de 5 MeV. Pour $^{184}\text{W}(n,3n)^{182}\text{W}$, il y a une surestimation des données de G4NDL4.5 qui peut aller jusqu'à 100 % pour l'énergie de 100 MeV.

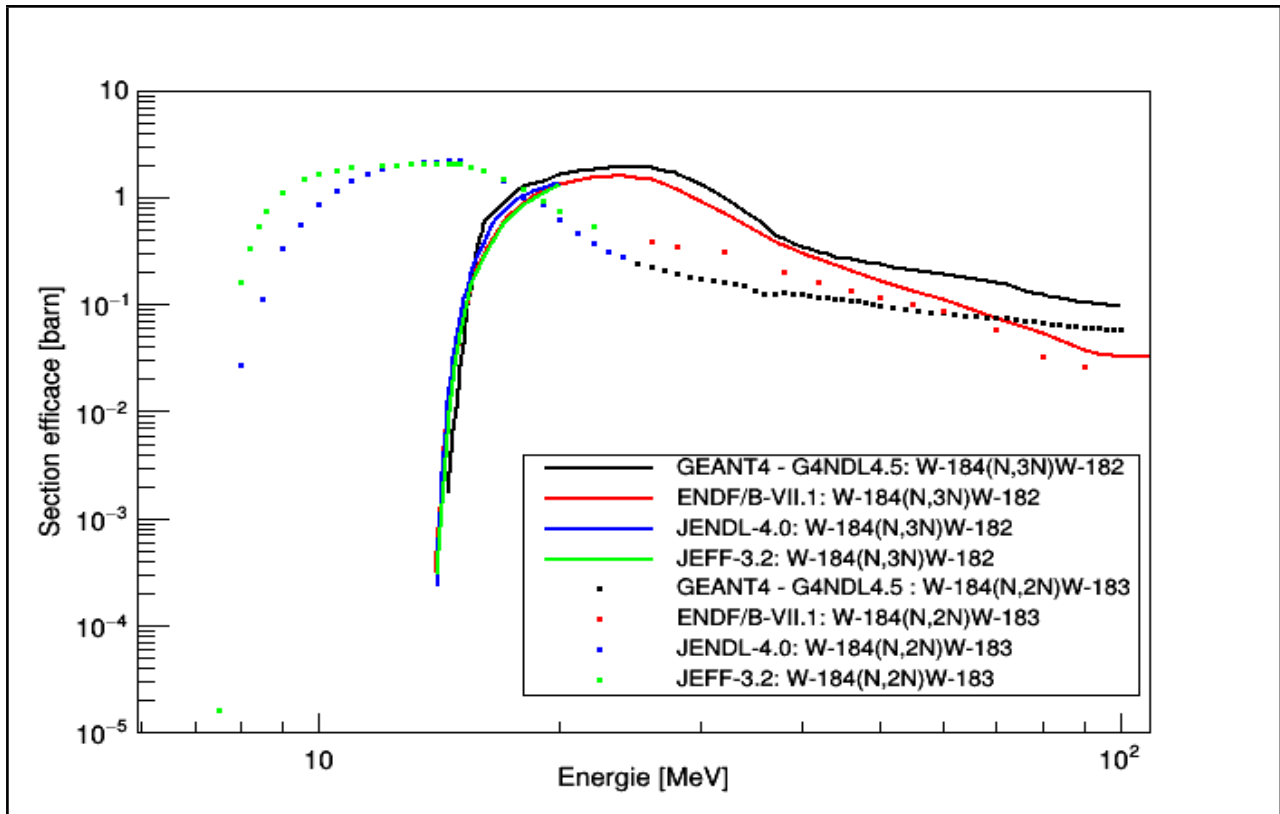


Figure III.10. Comparaison des sections efficaces des neutrons pour une cible de tungstène, bibliothèque de GEANT4 (G4NDL4.5) et les données ENDF/B-VII.1, JENDL-4.0 et JEFF-3.2. Les courbes pointillées représentent les réactions $^{184}\text{W}(n,2n)^{183}\text{W}$ et les lignes continues, les réactions $^{184}\text{W}(n,3n)^{182}\text{W}$.

III.7.2. Comparaison des parcours des particules chargées

Dans cette partie, nous comparons le parcours des protons, entre la simulation Monte Carlo de GEANT4 et le code PSTAR. Comme dans les données de base de PSTAR, le matériel utilisé pour notre travail, en l'occurrence le ^7Li n'est pas repris, comme le montre la figure III.13, nous avons choisis de comparer le parcours pour des matériaux de densité proches du Lithium comme le Béryllium.

On constate que GEANT4 est capable de reproduire les parcours comme ceux calculés avec le PSTAR. Les écarts sont moins importants, et sur toute la gamme d'énergie étudiée, le maximum de déviation par rapport aux données PSTAR ne dépasse pas 2 %.

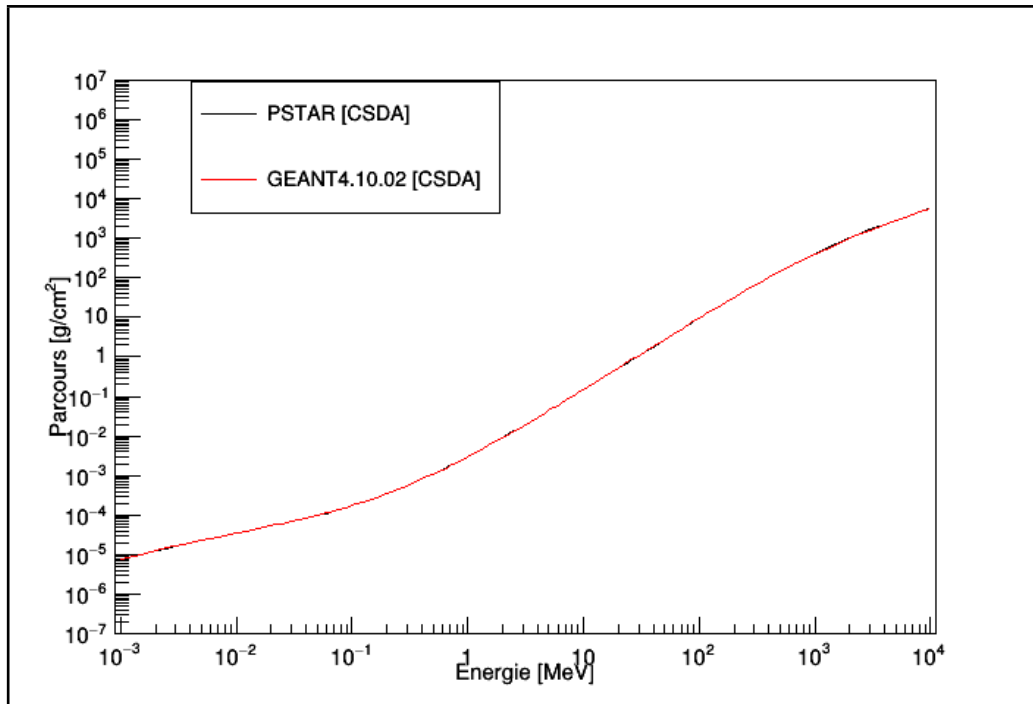


Figure III.11. Comparaison du parcours des protons dans le Béryllium simulé par GEANT4 avec celui calculé par PSTAR.

III.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les principes de simulation Monte-Carlo des interactions particules-matière. Nous avons décrits en détails le code de calcul GEANT4, ses principes, ainsi que les différents modèles physiques qui y sont implémentés. Nous avons également essayé de valider le code en comparant les simulations de GEANT4 les différentes bases de données de référence à ce qui concerne les parcours, ainsi que les sections efficaces des différents matériaux qui font l'objet de notre travail.

Dans le chapitre qui suit, nous allons valider les simulations de GEANT4 du détecteur WENDI-2 avec la littérature. Pour faire cette validation, nous allons effectuer la simulation de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie en utilisant différents modèles physiques disponibles dans GEANT4 que nous allons comparer avec des simulations de la littérature utilisant d'autres codes de simulation Monte Carlo.

Chap. IV. Validation de la simulation de la réponse du WENDI-2 par GEANT4

IV. 1. Introduction

L'évaluation des doses dues aux neutrons dans un centre de protonthérapie est très complexe vu les spectres énergétiques très larges des neutrons secondaires créés pendant l'irradiation. Différentes techniques sont utilisées en fonction de l'énergie. Un détecteur avec une sensibilité sur une large gamme d'énergie est d'une importance capitale pour la dosimétrie d'ambiance dans ce type d'installation : le détecteur de neutrons WENDI-2 est un exemple, et il est très sensible aux neutrons dans une gamme d'énergie assez large comme on va le voir dans la suite de ce chapitre. Dans le but de s'assurer de sa fiabilité, différentes techniques de validation de sa réponse en fonction de l'énergie des neutrons doivent être réalisées.

Dans cette partie, nous allons effectuer la validation de la réponse de ce détecteur dans un faisceau de neutrons monoénergétiques en fonction de l'énergie, en comparant les calculs des simulations Monte Carlo de GEANT4.10.02 et les résultats de la littérature [139, 140, 141, 142]. Nous allons d'abord décrire les techniques de détection des neutrons existantes, ainsi que la description des compteurs proportionnels pour la détection de neutrons d'une façon générale et du détecteur WENDI-2 en particulier. Ensuite, nous allons décrire la méthodologie et la configuration des simulations utilisées, et à la fin présenter les résultats des comparaisons obtenus pour valider la réponse de ce détecteur.

IV.2. Techniques de détection de neutrons

Les neutrons de même que les photons, appartiennent à la catégorie des particules électriquement neutres et ne peuvent pas être détectés directement comme il est possible avec d'autres types de particules chargées (protons, électrons, ions, etc...). Lors de leur passage dans la matière, les neutrons ne sont pas soumis à des interactions coulombiennes avec les électrons et les noyaux du milieu [75]. Cependant, les neutrons libres peuvent interagir avec les noyaux de la matière, par diffusion, ou par réaction nucléaire. Ces interactions peuvent générer des particules chargées, ou des rayonnements gamma (qui à leur tour peuvent induire des particules

secondaires chargées). Ces particules chargées créées ionisent le milieu de détection, où les produits d'ionisation sont collectés provoquant un signal qui permet la détection du neutron incident [143].

Plusieurs méthodes de détection de neutrons existent et utilisent des phénomènes physiques variés, ci-dessous quelques unes qui sont couramment utilisées :

1. **Capture:** Le processus de capture est certainement la réaction neutronique la plus appropriée pour la détection efficace des neutrons thermiques. Les matériaux qui sont utilisés dans ce type de détection sont des isotopes ayant une grande section efficace de capture de neutrons, comme ^3He , ^6Li , ^{10}B , ^{157}Gd , ^{113}Cd (Figure IV.1). L'absorption des neutrons incidents dans ces matériaux provoque la création des particules secondaires chargées de haute énergie ou rayonnement gamma (qui peut à leur tour produire des particules secondaires chargées), qui ionisent le milieu sensible le long de leur trajectoire et dont les produits d'ionisation peuvent être détectés.
2. **Processus d'activation:** Tous les noyaux du tableau périodique ont une certaine probabilité d'absorber un neutron par capture, spallation ou autre réaction similaire. Si le noyau résultant est instable, il peut subir des processus de désintégration tels que les émissions γ , β et α . Lorsque l'émission est rapide, les particules chargées émises peuvent induire des ionisations à l'intérieur du matériau sensible du détecteur. La collecte des produits d'ionisation permet alors la détection du neutron incident. Si la période de désintégration de l'émission de particules est suffisamment longue, le matériau du détecteur peut être activé et la mesure peut être effectuée bien après l'irradiation, c'est le principe d'activation.
3. **La fission** peut également être envisagée pour la détection de neutrons thermiques de la même manière que les processus de capture. Les éléments fissiles tels que ^{235}U , ^{239}Pu avec une grande section efficace de fission pour les neutrons, sont appropriés pour l'usage dans la détection des neutrons lents [figure IV.2].
4. **Réactions de diffusion élastique:** Les neutrons de haute énergie peuvent être détectés par des réactions de diffusion élastique. La diffusion élastique d'un neutron avec un noyau atomique peut transférer l'énergie cinétique au noyau cible. Si le transfert d'énergie est suffisant, le noyau peut être éjecté de la

structure du matériau détecteur et déposer son énergie dans le matériau, créant ainsi des ions qui sont détectés. C'est la méthode dite par "protons de recul". Les matériaux hydrogénés sont beaucoup utilisés pour de tels détecteurs, car le transfert d'énergie maximum a lieu quand la masse du neutron incident est comparable à celle de l'atome cible lors de la collision. L'avantage de ce processus est la possibilité de détecter des neutrons quelle que soit leur énergie pourvu qu'ils soient capables d'éjecter le noyau cible. La diffusion des neutrons rapides par les noyaux d'hydrogène, et la collecte des charges induites par du noyau de recul, sont à la base de compteurs proportionnels gazeux (dihydrogène H_2 , méthane CH_4), appelés "compteurs proportionnels gazeux à protons de recul", ainsi que de compteurs neutroniques à scintillation organique (monocristaux, liquides, plastiques), dont le capteur physique est également riche en matière hydrogénée [144].

Dans les sections suivantes de ce chapitre, nous allons décrire certaines réactions couramment utilisées pour détection de neutrons, plus particulièrement celles qui ont été utilisées dans ce travail. L'importance relative des diffusions et réactions nucléaires dépend à la fois de l'énergie cinétique du neutron et de la composition atomique (section efficace) du milieu de détection. Étant donné que les sections efficaces d'interaction des neutrons dépendent fortement de l'énergie des particules incidentes, les modes de détection sont différents selon la gamme énergétique associée aux neutrons. C'est pour cela que la description des techniques développées pour la détection des neutrons sera divisée en deux parties, en fonction du domaine énergétique considéré: neutrons lents ($E < 0,5$ eV) et neutrons rapides ($E > 0,5$ eV) [145].

IV.2.1. Détection des neutrons lents

Les réactions exoénergétiques qui peuvent être utilisées pour la détection pour ce types de neutrons ne sont pas nombreuses, les principales sont listées dans le tableau IV.2. Les matériaux généralement utilisés sont des isotopes avec une grande section efficace d'absorption de neutrons (Figures IV.1&2). Certains sont utilisés sous forme gazeuse comme 3He et d'autres sous forme solide comme le ^{10}B , 6Li , ^{157}Gd , ^{113}Cd , $^{235(233)}U$ et ^{239}Pu . Le choix de l'isotope pour la détection, ainsi que la réaction associée à la détection des neutrons, en plus de son abondance dans la nature et son prix, doit tenir compte de différents critères principaux suivants [146] :

1. **Section efficace** : Premièrement, la section efficace d'interaction qui est la surface apparente du noyau cible pour la réaction considérée du point de vue du neutron incident doit être aussi grande que possible, de sorte que des détecteurs de dimension raisonnable soient efficaces.
2. **La nature et la distribution énergétique** des particules produites par l'interaction.
3. **La discrimination par rapport aux γ** : Généralement, un champ de neutrons est accompagné d'un champ intense de rayons γ qui peut constituer un bruit de fond gênant. La discrimination par rapport à ces γ est un critère important dans le choix du matériau détecteur. Les matériaux sont généralement choisis de telle sorte que leur sensibilité aux photons soit aussi faible que possible. Le tableau IV.1 montre la probabilité d'interaction des neutrons thermiques et rapides ainsi que les rayons gamma de 1 MeV pour les matériaux couramment utilisés dans les détecteurs des neutrons. En outre, la valeur Q (énergie de réaction) associée à la réaction utilisée pour la détection des neutrons doit être très importante. En effet, cette valeur détermine la quantité d'énergie dégagée après la réaction (réaction exothermique). Une valeur Q élevée correspond à une grande énergie des produits de réaction, permettant une amélioration de la discrimination par rapport aux rayons gamma (γ) dans le processus de détection.

Détecteurs :	Probabilité d'interaction	
	Neutrons thermiques	Rayons gamma :1 MeV
neutrons lents		
^3He (2,5 cm diam, 4 atm)	0,77	0,0001
Ar (2,5 cm diam, 2 atm)	0,0	0,0005
BF_3 (5,0 cm diam, 4 atm)	0,29	0,0006
Tube d'Al (0,8 mm d'épaisseur)	0,0	0,014
Neutrons rapides	Neutrons : 1 MeV	Rayons gamma : 1 MeV
^4He (5,0 cm diam, 18 atm)	0,01	0,001
Tube d'Al (0,8 mm d'épaisseur)	0,0	0,014
Scintillateur (5,0 cm d'épaisseur)	0,78	0,26

Tableau IV.1. La probabilité d'interaction des neutrons et les rayons gamma dans différents compteurs proportionnels à gaz et les scintillateurs [143].

Les sections efficaces des principales réactions nucléaires qui sont couramment utilisées dans la détection des neutrons lents sont montrées à la figure IV.1&2. Leur valeur Q, ainsi que la forme d'utilisation sont listées dans le tableau IV.2. Nous n'allons pas décrire toutes ces réactions dans les sections suivantes, nous nous bornerons seulement à celles très utilisées en général pour la détection des neutrons lents, et celles d'intérêt pour ce travail en particulier.

Élément	Réaction	Valeur Q [MeV]	σ [barns] $v= 200\text{m/sec}$	État gazeux	Forme solide
^3He	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	0,765	5400	×	-
^6Li	$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	4,78	945	-	×
^{10}B	$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	2,31	3813	×	×
U	Fission	~160	~600	-	×
Pu	Fission	~80	~600	-	×

Tableau IV.2. Valeur Q de la réaction, section efficace et forme d'utilisation de plusieurs réactions exoénergétiques couramment utilisées pour la détection des neutrons lents.

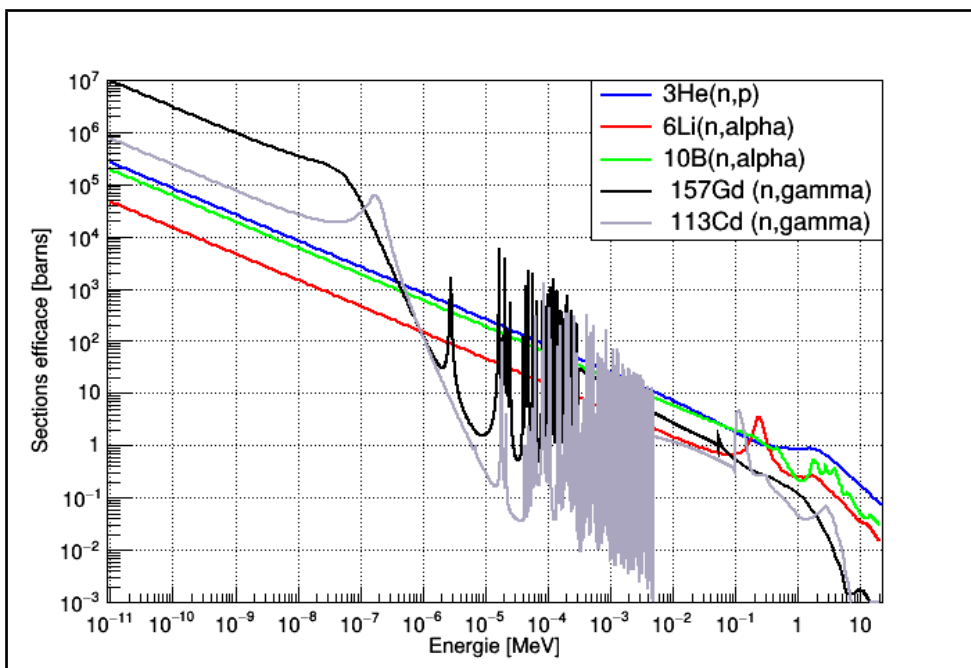
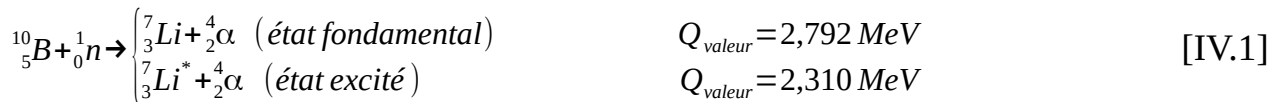


Figure IV.1. Sections efficaces d'interaction en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour les éléments les plus utilisés dans la détection des neutrons lents, extraites des données ENDF/B-VIII.b3 [96].

IV.2.1.1. Réaction de $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$

Le bore (^{10}B) comme matériau cible est généralement utilisé dans la détection des neutrons lents. La réaction mis à profit dans ce type de détection est la capture du neutron par le noyau de Bore avec l'émission d'une particule alpha (α) et du noyau de recul de Lithium (^7Li). Ce processus peut évoluer selon deux résultats différents comme le montre les réactions montrées à l'expression IV.1, bien que dans les deux cas, l'émission d'une particule α se produise. Lorsque des neutrons thermiques sont impliqués, seuls 6 % de réactions aboutissent à l'émission d'un noyau de recul de ^7Li dans son état fondamental. Les 94 % restants conduisent à la production du ^7Li dans son état excité, qui se désexcite en émettant un photon gamma. La durée de vie du noyau de Li^* est d'environ $7,7 \cdot 10^{-14}$ sec, donc la particule α et le rayonnement γ de 480 keV sont émis en coïncidence.

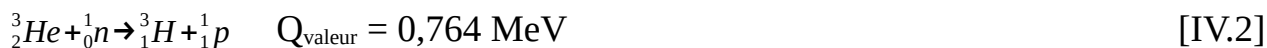


L'avantage de l'utilisation de ^{10}B dans la détection des neutrons repose principalement sur sa grande section efficace d'interaction dans la région du domaine de l'énergie des neutrons lents comme le montre la figure IV.1. En outre, le bore naturel est constitué de 19,9 % de l'isotope de ^{10}B , les approvisionnements de cet élément enrichis en ^{10}B sont facilement réalisables.

Comme montré dans le tableau IV.2, le ^{10}B peut être exploité sous forme gazeuse ou solide dans la détection des neutrons. En forme gazeuse, il existe trois composés du bore : le Trichlorure de bore, le Triméthyl de bore et le Trifluorure de bore. Les deux premiers ne sont pas employés, car le Trichlorure se liquéfie à $+13^\circ\text{C}$ et le Triméthyl, bien qu'utilisé avec succès par certains auteurs [147], explose au contact de l'air. Le composé de bore les plus couramment utilisé dans la détection des neutrons lents est le trifluorure de bore (BF_3). Ce gaz est utilisé comme milieu sensible dans un compteur proportionnel à gaz pour la détection des neutrons thermiques. Les détecteurs à base de BF_3 sont principalement conçus à l'aide d'une cathode cylindrique externe et d'un fil central (anode), qui est caractérisé par un petit diamètre de 0,1 mm ou moins. La cathode est généralement en matériau de section efficace de neutrons très faible, généralement en aluminium.

IV.2.1.2. Réaction de l'hélium ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$

Cette réaction est particulièrement importante pour ce travail, car elle est à la base du fonctionnement du détecteur WENDI-2. La section efficace d'interaction liée à la réaction IV.2, très élevée (5330 barns pour les neutrons thermiques) est d'intérêt particulier pour la détection des neutrons lents.



Les produits d'interaction des neutrons avec l'isotope ${}^3\text{He}$ sont un noyau de recul de tritium, émis avec une énergie (E_{H}) de 0,191 MeV, et un proton caractérisé par une énergie (E_{p}) de 0,573 MeV. Bien que la section efficace d'interaction (figure IV.1) de ${}^3\text{He}$ pour les neutrons thermiques, est significativement plus élevée que celle de la réaction au bore, l'utilisation du nucléide ${}^3\text{He}$ pour la détection des neutrons lents est entravée par le coût élevé de ce gaz car l'abondance naturel isotopique de ${}^3\text{He}$ n'est que de 0,0013 % dans l'hélium naturel.

Dans ce type de compteur, le gaz d'Hélium-3 sert de cible pour les neutrons, et des produits d'interaction sont créés comme décrits par l'expression IV.2. Comme pour le cas du ${}^{10}\text{B}$, les parcours des produits de réaction peuvent être grands par rapport à la taille du tube détecteur. En outre, le gaz ${}^3\text{He}$ possède un Z plus faible, les parcours du tritium et du proton sont importants, ce qui peut provoquer un effet de "paroi" plus important [148]. Différentes techniques permettent de réduire l'impact de ce problème dans le processus de détection: une première approche consiste à augmenter la taille du tube, de sorte que la plupart des réactions se produisent loin des parois du détecteur. On peut également augmenter la pression du gaz dans le tube détecteur pour réduire le parcours des produits de réaction [148]. Cet atout est l'une des considérations importantes de choix de ce détecteur à ${}^3\text{He}$ par rapport au détecteur au gaz de BF_3 , car le détecteur de bore ne peut pas fonctionner à des pressions supérieures à 0,5-1,0 atm, du fait de la mauvaise performance de ce gaz à des pressions plus élevées [146]. Le même résultat peut être obtenu également grâce à l'introduction d'une petite quantité de gaz plus lourd dans le volume actif, ce qui augmente le pouvoir d'arrêt du milieu.

Par rapport aux tubes de BF_3 , les compteurs avec l'hélium montrent une meilleure performance pour une pression de gaz beaucoup plus élevée. C'est pour cette raison, qu'ils sont largement préférés pour les applications dans lesquelles une haute efficacité du détecteur est requise [146]. En outre, ces dispositifs sont plus résistants à l'effet de vieillissement. Par contre, la faible valeur Q de la réaction conduit à une discrimination des photons gamma beaucoup plus difficile. Cet inconvénient peut être partiellement compensé par l'introduction d'additifs gazeux tels que CO_2 ou Ar [149], ce qui, en accélérant la dérive des électrons, permet d'ignorer la contribution gamma au taux de comptage, grâce à l'utilisation d'un temps de mise en forme plus court. Le choix du matériau du tube détecteur influe également sur l'interaction et la contribution gamma.

IV.2.1.3. Les réactions de fission induites par les neutrons

Des éléments fissiles tels que ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , avec une section efficace très importante, telle que montré à la figure IV.2 pour les neutrons thermiques sont aussi exploités dans la détection des neutrons lents. Les fragments de fission induits par des neutrons sont des particules fortement chargées (quantité d'énergie libérée $Q \approx 200$ MeV/fragment de fission). Cela présente un avantage important: les fragments de fission créent un signal de sortie élevé, car ils déposent une grande quantité d'énergie dans un volume sensible et permet une discrimination simple du rayonnement gamma de fond, ainsi que les particules alpha qui sont émises par presque tous les nucléides fissiles.

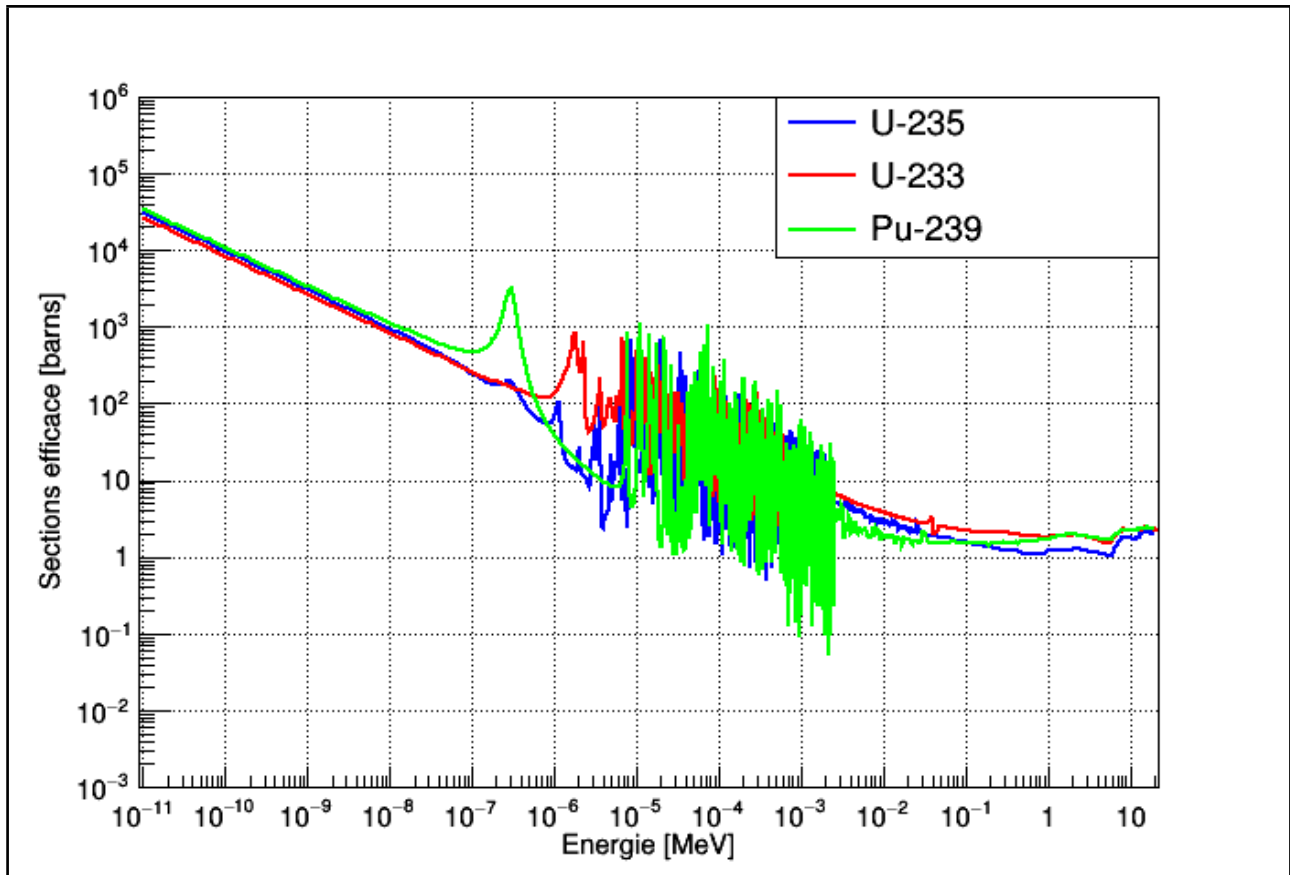


Figure IV.2. Sections efficaces d'interaction en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour des éléments fissiles utilisés pour la détection des neutrons lents, extraites des données ENDF/B-VIII.b3 [96].

Le type de détecteur de fission couramment utilisé pour les neutrons est une chambre à fission, qui est une chambre d'ionisation couverte à l'intérieur de la paroi d'un matériau fissile. Ce type de chambre est utilisé pour la mesure du flux des neutrons au centre du TSL où nous avons effectué nos tests expérimentaux pour ce travail, il est décrit au chapitre 5. Dans ce type de détecteur, les neutrons sont détectés grâce à la fission de la matière fissile qui donne naissance à des fragments qui sont fortement ionisants. Ces derniers ionisent le gaz contenu dans la chambre et la collection des charges produites, détermine une impulsion de courant sur l'électrode collectrice, impulsion qui est amplifiée et enregistrée par un dispositif électronique approprié.

IV.2.2. Détection de neutrons rapides

La difficulté de détection des neutrons rapides réside dans le fait que leur probabilité d'interaction est beaucoup plus faible, ils sont difficilement capturés par les noyaux.

Avant d'approfondir les caractéristiques de ces types de détecteurs utilisés pour la détection des neutrons rapides, il faut noter que dans ce domaine d'énergie, contrairement aux neutrons lents, il est possible d'évaluer l'énergie des particules incidentes. En effet, lorsque l'énergie des neutrons incidents devient comparable à la valeur Q de la réaction, la contribution des particules incidentes n'est plus négligeable; par conséquent, si l'énergie cinétique des produits de réaction est mesurable, il est également possible d'estimer le spectre initial des neutrons incidents. Cependant, il faut aussi signaler que beaucoup de détecteurs de neutrons ne sont utilisés que pour le comptage des neutrons indépendamment de leurs énergies cinétiques : le détecteur WENDI-2 objet de ce travail, fonctionne de cette manière.

Deux techniques de détection de neutrons sont décrites dans les paragraphes suivants, il s'agit de la détection par modération des neutrons rapides, ainsi que la détection directe.

IV.2.2.1. Détection après modération des neutrons rapides

En principe, les réactions décrites précédemment peuvent être utilisées pour détecter les neutrons rapides. Cependant, l'efficacité de ces détecteurs est beaucoup plus faible parce que les sections efficaces d'interaction associées de ces réactions chutent approximativement comme l'inverse de la vitesse des neutrons comme le montre les figures IV.1&2. Par conséquent, les dispositifs pour la détection des neutrons rapides doivent avoir une ingéniosité différente de celle du domaine des neutrons lents pour atteindre une efficacité acceptable de détection : par exemple utiliser un modérateur pour thermaliser les neutrons rapides incidents.

Le milieu sensible du détecteur est entouré par un dispositif constitué d'un matériau possédant une faible section efficace de capture et une grande section efficace de diffusion élastique. Les neutrons sont surtout diffusés, donc ralentis, d'où la terminologie de "modérateur" attribuée à ces matériaux. Les matériaux contenant de l'hydrogène (polyéthylène ou paraffine) sont essentiellement utilisés dans la modération. Le choix de l'hydrogène comme élément de modération est imputable à

la grande section efficace de diffusion élastique de neutrons ainsi que sa faible capture comme le montre la figure IV.3 ci-dessous.

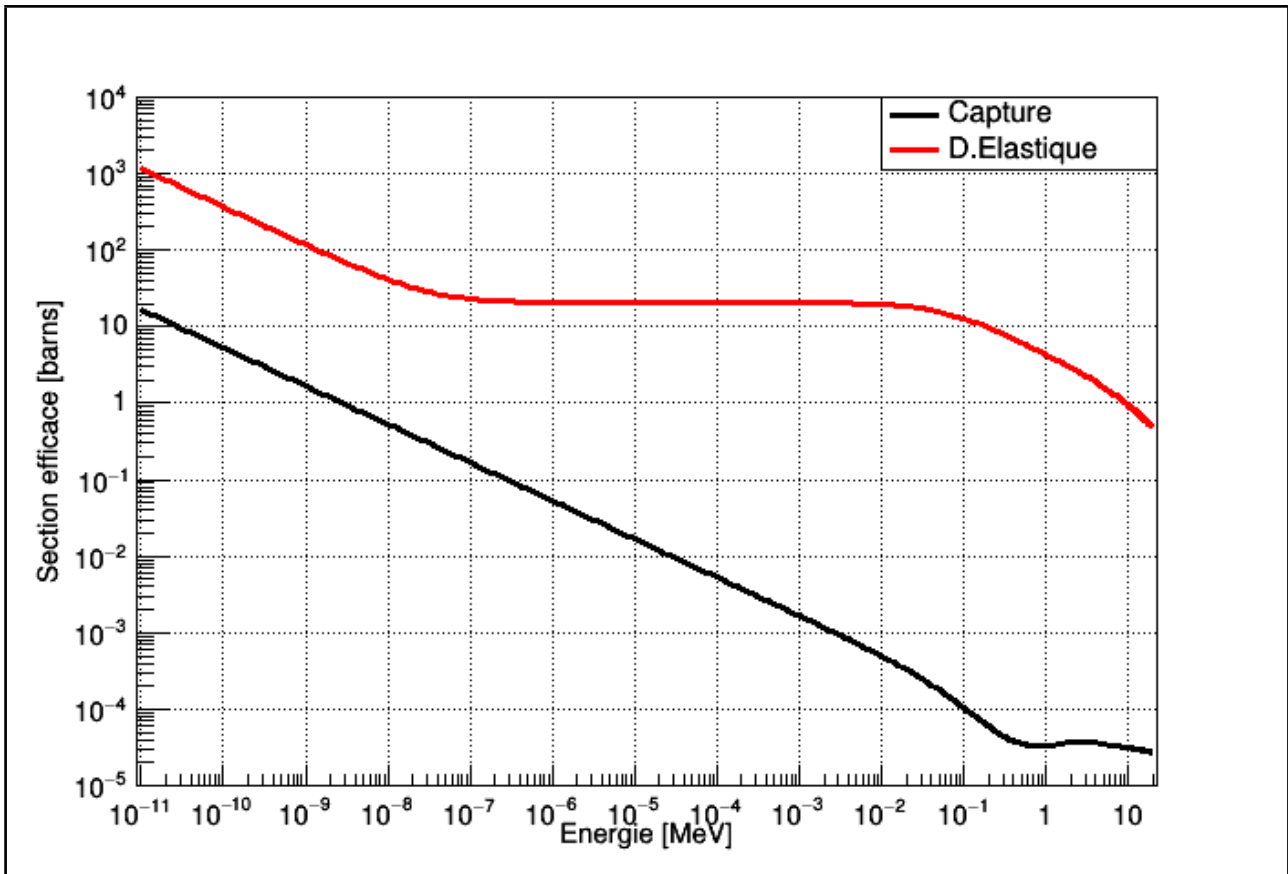


Figure IV.3. Sections efficaces des interactions élastiques et de capture des neutrons pour l'atome d'hydrogène en fonction de l'énergie des neutrons, extraites des données ENDF/B-VIII.b4 [96].

Si la section efficace de capture est assez faible, les neutrons ont de grandes chances d'être ralentis par des collisions élastiques successives dans le milieu modérateur. Ils perdent une part importante de leur énergie cinétique avant d'atteindre le milieu actif du détecteur qui est sensible aux neutrons lents. Ce mécanisme permet d'augmenter l'efficacité du détecteur, en déplaçant les neutrons vers la région d'énergie des valeurs de la section efficace d'interaction plus élevée dans le milieu sensible : cette région comme le montre la figure IV.1, c'est la région des neutrons thermiques.

Un paramètre important pour un modérateur est donc le nombre moyen n de chocs nécessaires pour amener un neutron de l'énergie E_1 à l'énergie E_2 . Ce nombre dépend du paramètre de ralentissement ξ et est donné par :

$$n = \frac{1}{\xi} \ln\left(\frac{E_1}{E_2}\right) \quad [\text{IV.3}]$$

où ξ dépend du nombre de masse A du modérateur selon la formule :

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\left(\frac{A+1}{A-1}\right) \quad [\text{IV.4}]$$

ξ est donc d'autant plus petit que A est grand.

Le paramètre de ralentissement ξ d'un isotope est constant, mais en général les matériaux utilisés sont des composés chimiques plutôt que des corps purs, et même les corps chimiques sont en général des mélanges isotopiques d'abondances variées. Si le matériau ralentisseur est un composé (ex. polyéthylène,...), on définit le paramètre de ralentissement moyen. Supposons le cas d'un composé de la forme $X_m Y_n$, le paramètre de ralentissement moyen se calcule suivant l'expression :

$$\bar{\xi} = \frac{m(\xi \sigma_d)_X + n(\xi \sigma_d)_Y}{m(\sigma_d)_X + n(\sigma_d)_Y} \quad [\text{IV.5}]$$

où σ_d représente la section efficace de diffusion du matériau aux neutrons.

Supposons un neutron dont l'énergie moyenne est de 2 MeV et se ralentit jusqu'à l'énergie thermique de 0,025 eV, en utilisant la formule IV.3, le nombre moyen n de chocs nécessaires est :

$$n = \frac{\ln\left(\frac{2.10^6}{0,025}\right)}{\xi} = \frac{18,2}{\xi} \text{ chocs} \quad [\text{IV.6}]$$

Mais le pouvoir ralentisseur ne caractérise que l'aptitude à ralentir les neutrons dans un choc diffusant. En réalité, l'absorption du milieu va dégrader les propriétés de

modération, d'où l'idée de caractériser l'aptitude à la modération par le pouvoir spécifique de ralentissement noté "r" :

$$r = \frac{\xi N_d \sigma_d}{N_a \sigma_a} \quad \text{[IV.7]}$$

où

N_d et N_a sont respectivement le nombre d'atomes diffusants et absorbants.

Pour résumer, un bon modérateur doit avoir les propriétés suivantes :

- Une grande section efficace macroscopique de diffusion σ_d ;
- une faible section efficace macroscopique d'absorption σ_a ;
- un paramètre de ralentissement ξ le plus proche possible de 1.

Le tableau suivant donne les valeurs du paramètre ξ et du pouvoir spécifique de ralentissement "r" pour quelques substances modératrices couramment utilisées dans la modération des neutrons :

Modérateur	H	Paraffine	H ₂ O	D	D ₂ O	Be	Be ₂ C	Graphite
ξ	1	0,97	0,948	0,73	0,57	0,20	0,194	0,158
r	62	-	75	4833	22500	150	-	157

Tableau IV.3. Les valeurs de ξ et r pour quelques substances modératrices [95].

L'épaisseur optimale du modérateur doit faire l'objet d'une attention particulière dans l'étude de la conception du détecteur. En augmentant cette dernière, le nombre de collisions neutroniques avant d'atteindre le milieu sensible aux neutrons lents croît proportionnellement, ce qui sous-entend que les neutrons qui atteignent le volume actif du tube détecteur auront une énergie faible. Dans ces conditions, l'augmentation de l'épaisseur du modérateur semble conduire à l'augmentation de l'efficacité de la détection, grâce à la diminution de la valeur d'énergie la plus probable des neutrons atteignant le volume de détection après modération. Cependant, il faut être extrêmement vigilant quant au choix de l'épaisseur du modérateur, du fait que les neutrons peuvent parfois être complètement absorbés à l'intérieur du matériau modérateur avant d'atteindre le milieu actif du détecteur. Pour les neutrons du

domaine d'énergie intermédiaire (keV), une épaisseur de quelques centimètres est nécessaire, mais pour des énergies élevées (MeV), près d'une dizaine de centimètres sont nécessaires pour thermaliser les neutrons lorsque le modérateur est du polyéthylène ou de la paraffine [146]. Compte tenu de tout cela, l'efficacité de détection d'un compteur à neutrons rapides basé sur la modération à une valeur qui dépend de l'épaisseur du modérateur, ainsi que l'énergie des neutrons incidents.

Vu les sections efficaces des neutrons pour les isotopes usuels pour les composants essentiels pour la modération (ex. l'hydrogène pour le polyéthylène ou paraffine), ce procédé à lui seul ne résout pas le problème de l'efficacité de détection des neutrons sur toute la gamme des hautes énergies. Au delà de 10 MeV, un modérateur composé d'hydrogène est transparent aux neutrons. La détection des neutrons rapides dans ce domaine ($E > 10$ MeV) nécessite donc l'insertion d'une couche de métal lourd. Un modèle de ce type de détecteur est étudié en détails dans les sections suivantes de ce travail. Il s'agit du WENDI-2 dans lequel l'insertion d'une couche de métal lourd (W) dans le modérateur en polyéthylène étend la fonction de réponse jusqu'au GeV. Il permet la multiplication des neutrons par des réactions (n , $2n$, $3n$), ainsi que par des réactions de spallations qui produisent des neutrons secondaires d'énergie faible par rapport aux neutrons primaires.

IV.2.2.2. Détection directe des neutrons rapides

La détection par modération décrite à la section précédente est un processus lent, car s'effectue en plusieurs étapes : d'abord thermalisation par collisions multiples dans un modérateur et ensuite détection des neutrons thermalisés par le milieu sensible du détecteur [145].

Pour pallier à ces problèmes, il existe des détecteurs qui se basent sur l'utilisation directe des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides qui créent des produits de réactions chargés qui peuvent être détectés. Pour les réactions directes, la détection est rapide, et on peut également obtenir une information sur l'énergie cinétique des neutrons incidents. Le désavantage de ce processus de détection directe des neutrons rapides par des réactions nucléaires sans modération est la faiblesse des sections efficaces dans ce domaine pour les neutrons aux matériaux de détection utilisés.

Dans la pratique, il existe deux sortes de détecteurs basés sur les réactions directes des neutrons rapides :

1. Réactions ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ ou ${}^3\text{He}(n,p)$: les mêmes que ceux du tableau IV.2 pour la détection des neutrons lents, mais pour lesquels l'énergie de la particule α ou du proton doit être précisément mesurée. Les détecteurs basés sur la réaction au lithium sont des scintillateurs de verre dopés au lithium [150, 151], les scintillateurs contenant l'iodure de Lithium [152, 153] et les spectromètres en sandwich [154, 155]. Ceux basés sur la réaction ${}^3\text{He}$ sont des compteurs proportionnels [156, 157, 158], ou des chambres d'ionisation [159, 160].
2. Réaction de diffusion élastique : mesure de l'énergie de recul du noyau impliqué dans la réaction neutron-noyau. Dans la région des neutrons lents, l'énergie incidente des particules est si faible que la contribution cinétique, transférée au noyau cible dans une interaction de diffusion élastique n'est pas significative ou mesurable. Au contraire, en ce qui concerne les neutrons plus énergétiques, la réaction de diffusion élastique donne lieu à un transfert d'une partie de l'énergie cinétique du neutron incident au noyau de recul. Ici, le neutron est détecté après qu'il entre en collision avec des noyaux légers (tel que l'hydrogène) et un noyau de recul en résulte, généralement un proton (ou alpha) de recul. Lorsque les cibles sont des noyaux légers, le noyau de recul résultant, perd toute son énergie dans le milieu détecteur. L'énergie du noyau de recul E_{nr} est directement liée à l'énergie cinétique E_n du neutron incident, mais varie en fonction de l'angle de diffusion θ par rapport à la direction du neutron selon l'expression ci-dessous [161] :

$$E_{nr} = E_n \times \cos^2(\theta) \quad \text{[IV.8]}$$

Des nucléides tels que le deutérium, l'hélium et l'hydrogène sont utilisés pour ces applications, mais ce dernier est de loin le plus populaire. Des détecteurs disponibles pour cette application sont des scintillateurs organiques, compteurs proportionnels et télescope à proton de recul [145].

IV.2.3. Compteur proportionnel de neutrons : WENDI-2

Les compteurs proportionnels de neutrons sont habituellement utilisés pour les mesures en temps réel de la dose équivalente dues aux neutrons où les spectres énergétiques sont inconnus ou mal caractérisés [139]. Ces compteurs sont conçus de telle sorte que leur réponse par unité de fluence se rapproche d'une fonction de conversion de fluence-dose. Dans les sections suivantes, nous allons décrire comment évaluer la dose équivalente due aux neutrons à l'aide d'un compteur proportionnel, avant de donner une description détaillée du compteur WENDI-2, objet de ce travail.

IV.2.3.1. Évaluation de la dose équivalente

La dose équivalente des neutrons est évaluée à l'aide des instruments de mesure communément appelés en anglais "REM Meters" qui trouvent le nom à l'ancienne unité de mesure de la dose équivalente et de la dose efficace : rem pour Röntgen Equivalent Man en anglais. Cette unité n'est plus utilisée malgré que ces instruments continuent à porter ce nom, elle a été remplacée en 1962 dans le Système International d'Unités par le Sievert (1 rem = 0,01 sievert). En règle générale, un compteur rem est composé d'un détecteur de neutrons thermiques placé à l'intérieur d'un dispositif modérateur de neutrons. Ces compteurs sont conçus de manière à assurer une bonne correspondance entre la fonction de réponse de l'instrument et la courbe des coefficients de conversion de la fluence neutronique à l'équivalent de dose ambient $H^*(10)$ sur une large gamme d'énergies. En d'autres termes, la fonction de réponse par unité de fluence du détecteur doit correspondre approximativement, sur une gamme d'énergie particulière, à une fonction appropriée de conversion de la fluence à la dose [140]. D'après les recommandations de la Commission internationale de la protection radiologique, la fonction d'étalonnage appropriée à cet effet est le facteur de conversion de l'équivalent de la dose ambient. Cette quantité, peut être définie, pour un spectre de neutrons, comme indiqué par l'expression IV.9 :

$$H^*(10) = \int h_{\varphi}(E)\Phi(E)dE \quad \text{[IV.9]}$$

où E est l'énergie incidente de la particule, $h_{\varphi}(E)$ est la fonction de conversion de la fluence à l'équivalent de dose ambient, et $\Phi(E)$ la fluence des neutrons en fonction

de l'énergie pour un champ neutronique considéré. La fluence est aussi impliquée dans la définition de la réponse R du compteur :

$$R = \int C d_{\varphi}(E) \Phi(E) dE \quad [\text{IV.10}]$$

Avec C une constante de calibration associée au dispositif de mesure en question et au champ de neutrons, elle est exprimée en Sievert par coups (Sv/cps). Quant à la quantité $d_{\varphi}(E)$, c'est une fonction de réponse du compteur en termes de coups par unité de fluence. Elle représente la fraction des neutrons incidents détectés par l'appareil en fonction de leur énergie.

Considérant les expressions IV.9 et IV.10, ainsi que la définition de la fluence, la mesure du compteur est précise si la valeur $d_{\varphi}(E)$ est la même que celle caractérisant la fonction de conversion de la fluence à la dose équivalente ambiante $h_{\varphi}(E)$. Si les deux fonctions de réponse sont similaires, la différence de la valeur de $H^*(10)$ et R , peut être corrigée par l'adaptation de la valeur de la constante de calibration C . En outre, le rapport $d_{\varphi}(E)/h_{\varphi}(E)$ exprime généralement la réponse énergétique du compteur en termes de coups par unité de dose équivalente. Tous ces paramètres doivent être pris en compte dans la phase de conception de ces dispositifs, ce qui influence le choix des matériaux sur la base de l'interaction des neutrons avec la matière. En d'autres termes, un compteur de neutrons d'une bonne efficacité doit permettre que les neutrons caractérisés par une plus grande importance en termes d'équivalent de dose aient une probabilité plus élevée d'être détectés par l'instrument [162].

IV.2.3.2. Le détecteur WENDI-2

La première conception d'un compteur "rem" remonte à 1963, après la publication d'Andersson et al. [163]. Dans leur travail, il était question de fournir un instrument capable de donner la dose équivalente sur une large gamme couvrant tous les neutrons émis par les installations nucléaires. Ils proposent un compteur appelé "AB-rem", dont le volume détecteur (compteur proportionnel) est rempli de fluorure de bore (BF_3) ou ^3He .

Le WENDI est un type de compteur proportionnel dont la première version nommée "WENDI-I" a été développée en 1996 par une collaboration du Laboratoire National de Los Alamos (LANL) de l'Université d'état de San Jose et la société Varian. L'objectif principal était de concevoir un instrument caractérisé par une bonne réponse aux neutrons de hautes énergies, une réponse directionnelle et isotrope, un poids raisonnable et par une sensibilité améliorée dans le domaine des énergies intermédiaires. En particulier, cette dernière exigence est due à la nécessité de mesures fiables de la dose dans la gamme de 50 keV à 250 keV, car elle est critique par rapport à la dose reçue par le personnel dans les centrales nucléaires. La forme géométrique adoptée pour le premier dispositif était une sphère dans le but d'obtenir une réponse uniforme dans toutes les directions d'irradiation. Des simulations MC avec le code LAHET v2.7 ont été effectuées pour déterminer le modérateur des neutrons, ainsi que les matériaux absorbants : le bore a été choisi comme élément absorbant et le polyéthylène comme modérateur. Le compteur proportionnel de ce dispositif était un tube rempli de gaz BF_3 qui est entouré d'une sphère interne en polyéthylène, recouverte d'une coquille centrale en silicone (organo-siloxane) chargée de bore. Ensuite une enveloppe extérieure recouvrant la coquille du milieu (silicone) en polyéthylène chargé de tungstène (voir figure IV.4). Le tungstène permet d'améliorer la sensibilité (réponse) du compteur pour les neutrons d'énergie supérieure à 8 MeV. L'épaisseur de la couche externe a été choisie de telle sorte que la fonction de réponse correspond à la fonction de conversion de la fluence à la dose du rapport n° 38 de la Commission Nationale de la Protection Radiologique et des mesures [164], d'où l'appellation du détecteur "WENDI-38". Ensuite, le détecteur a été renommé "WENDI-60", lorsque la fonction de réponse s'est conformée à la 60^{ème} publication de la Commission Internationale de Protection Radiologique [26]. La figure IV.4, montre la vue latérale du WENDI-38 [139].

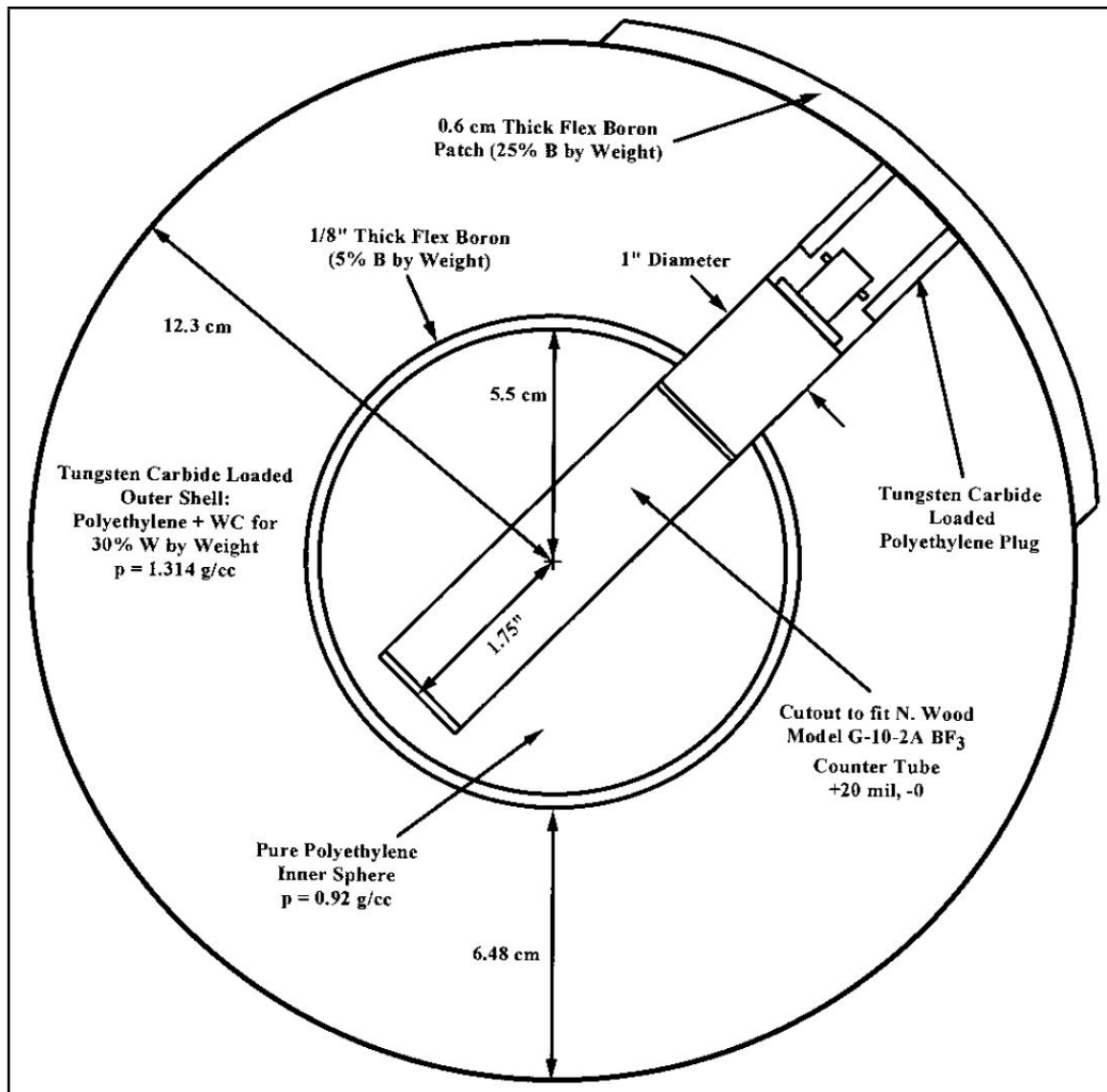


Figure IV.4. Vue latérale du compteur proportionnel WENDI-38 [139].

En 1999, une seconde version de WENDI (WENDI-2) a été proposée sur base de l'ancien compteur. La géométrie cylindrique (au lieu de sphérique) a été préférée dans le but de simplifier le processus de fabrication. La conception de ce nouveau détecteur permet l'extension de la gamme d'énergie mesurée, ainsi que l'amélioration de la sensibilité, mais, au détriment d'une augmentation du poids (14 Kg) de l'instrument.

La fonction de réponse d'un compteur est influencée par différents facteurs: la taille, la forme, le type de modérateur, la quantité et le type d'absorbeurs de neutrons utilisés

ainsi que la présence de matériaux générateurs de neutrons. Une fois de plus, des simulations MC avec le code MCNPX v2.1.5 ont été effectuées pour optimiser la conception de ce compteur enfin de faire correspondre sa fonction de réponse à la fonction de conversion de la fluence à la dose de la 74^e publication de la CIPR [27]. Le polyéthylène pur a été choisi comme matériau modérateur pour les couches interne et externe (voir figure IV.5). La poudre de tungstène avec une densité tassée de 9,5 g / cm³, a été choisie comme l'absorbeur et générateur de neutrons, ce qui a entraîné l'augmentation du poids total du détecteur. Une augmentation de la sensibilité a également été obtenue en utilisant un tube compteur rempli de gaz d' ³He à une pression de 2 atm. La figure IV.5 montre une coupe schématique du WENDI-2 ainsi que la photo de l'instrument.

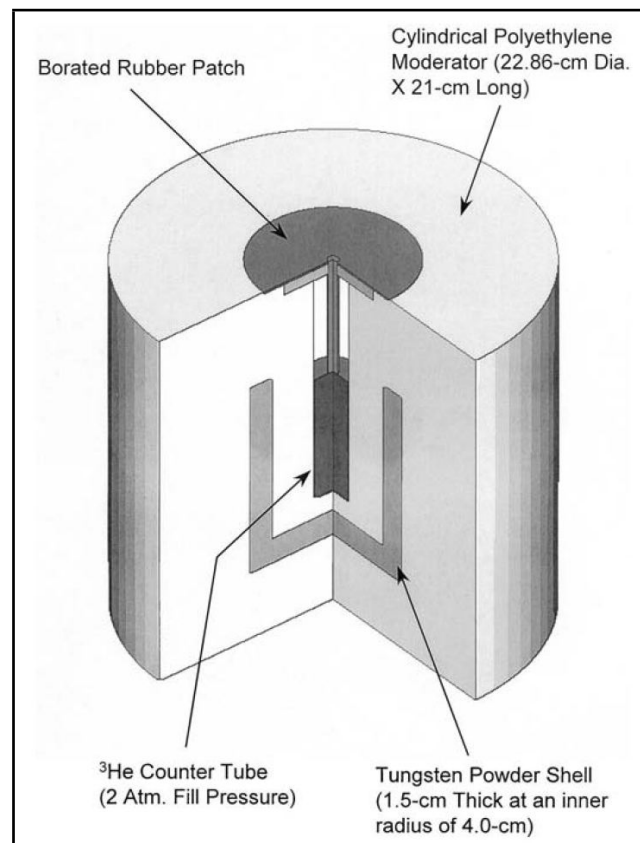


Figure IV.5. Une photo du compteur WENDI-2 connecté à un compteur FH40-G [166] et la coupe schématique du détecteur WENDI-2 [139].

Le tungstène dans la conception de WENDI-2 joue un rôle important et a plusieurs fonctions: il permet d'abord d'étendre la gamme de sensibilité aux neutrons du

détecteur au-delà de 8 MeV. En observant les sections efficaces des neutrons dans le tungstène pour les réactions (n,2n) et (n,3n) à la figure IV.6, on remarque que leur probabilité devient significative successivement au-dessus d'un seuil de 8 MeV et de 14 MeV. En outre, au delà de 20 MeV, des réactions de spallations deviennent possibles également comme dans tous les éléments de noyaux lourds. Toutes ces réactions produisent des neutrons secondaires de faible énergie qui peuvent être modérés de manière suffisante par la couche interne du modérateur en polyéthylène avant d'arriver dans le volume de détection sensible aux neutrons thermiques, permettant ainsi à l'instrument une sensibilité élevée aux neutrons d'énergies élevées (> 8MeV). Il faut signaler que les neutrons de faible énergie qui arrivent sur le tungstène sont uniquement affectés par des réactions élastiques.

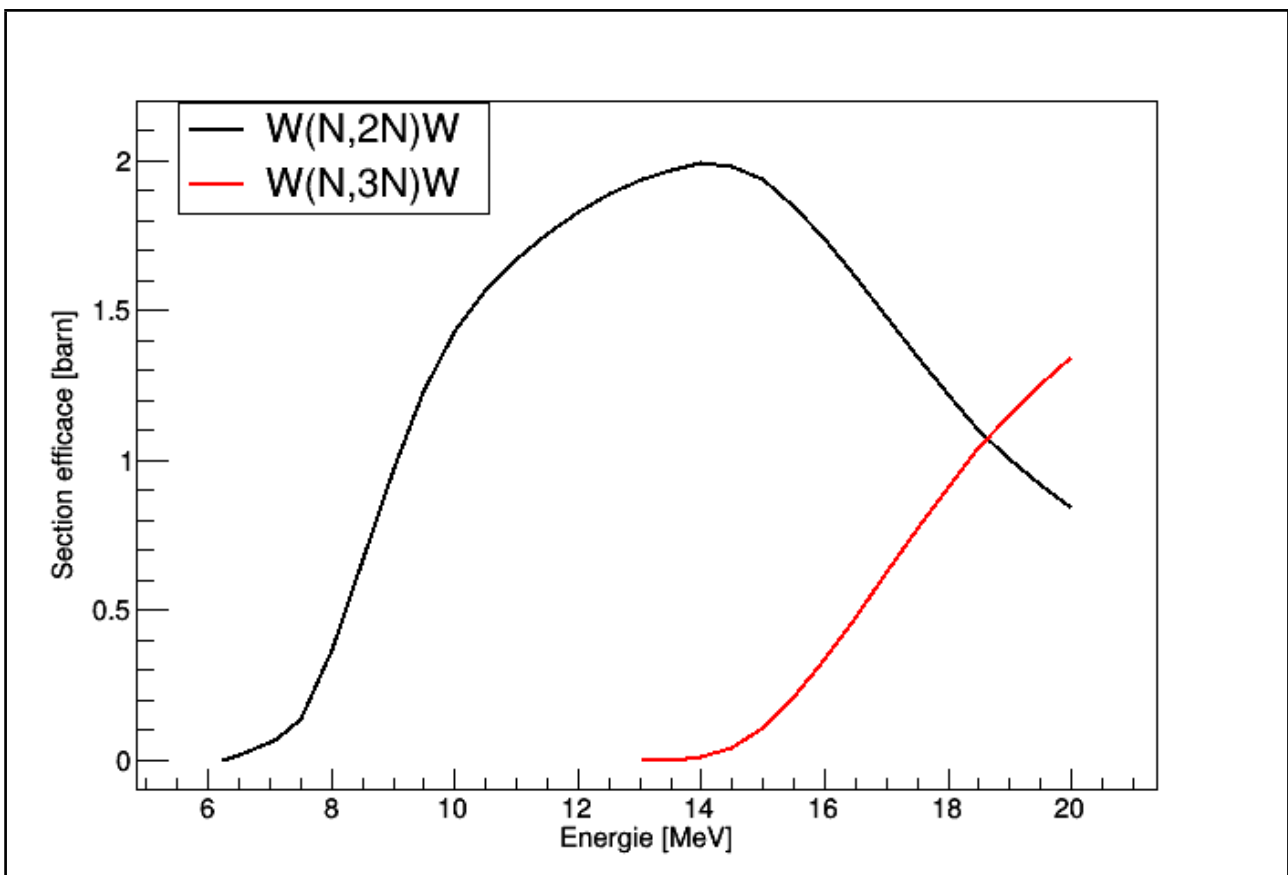


Figure IV.6. Les sections efficaces en fonction de l'énergie des neutrons pour le tungstène et pour les réactions de production de neutrons (n,2n) et (n,3n) extraites des données ENDF/B-VIII [96].

En plus, le tungstène est un absorbeur de neutrons en dessous de plusieurs keV, ce qui peut être remarqué en observant la tendance de la section efficace de capture des différents isotopes à la figure IV.7. La figure montre une résonance d'absorption élevée dans la région d'énergie de 0,01 keV à 80 keV, ce qui facilite la mise en forme de la fonction de réponse du détecteur pour les énergies des neutrons intermédiaires.

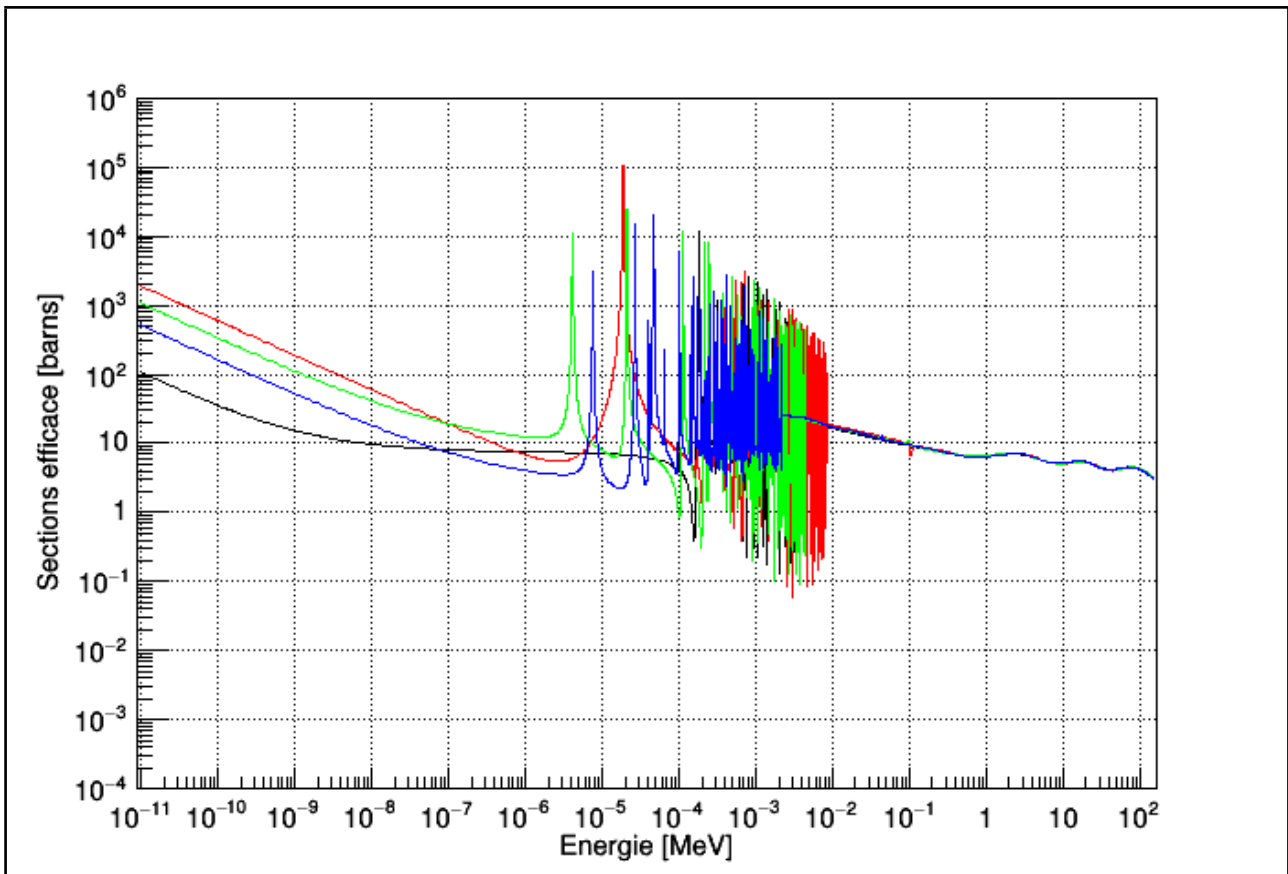


Figure IV.7. Sections efficaces d'absorption en fonction de l'énergie des neutrons pour les isotopes de Tungstène tirées des données ENDF/B-VIII [96]. Les couleurs verte, bleue, rouge et noire représentent respectivement les isotopes W-182, W-183, W-184 et W-186.

Le tube détecteur comme discuté ci-dessus est rempli de gaz d'hélium-3 à la pression de 2 atm. Il fonctionne généralement sous une tension de 1200 V et un réglage discriminateur de 1 mV. Le fonctionnement de ce détecteur consiste à la collecte des produits d'ionisation du gaz ^3He . Ces ionisations sont le résultat des interactions des particules chargées produits par les réactions de capture des neutrons thermiques ($^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$) dans le volume sensible du détecteur avec le milieu détecteur ^3He .

Cependant, d'autres contributions d'importance moindre au taux de comptage existent au-delà de 20 MeV : les neutrons éjectés par les photons dans les noyaux de tungstène et les particules chargées produites par les interactions dans le tube du volume actif. L'importance de ces deux contributions a été évaluée par des simulations Monte Carlo du code MCNPX par Olsher et al. [139]. La contribution due à la production de photo-neutrons dans les noyaux de tungstène est très faible, elle a été évaluée à moins de 1 % du taux de comptage total pour toutes les énergies des neutrons jusqu' à 5 GeV. De même, la contribution des particules chargées au taux de comptage pour une énergie de neutrons incidents de 500 MeV était d'environ 2,5 % du taux de comptage induit par les neutrons, tandis qu'à 2 GeV, le pourcentage augmentait légèrement jusqu'à 3 %.

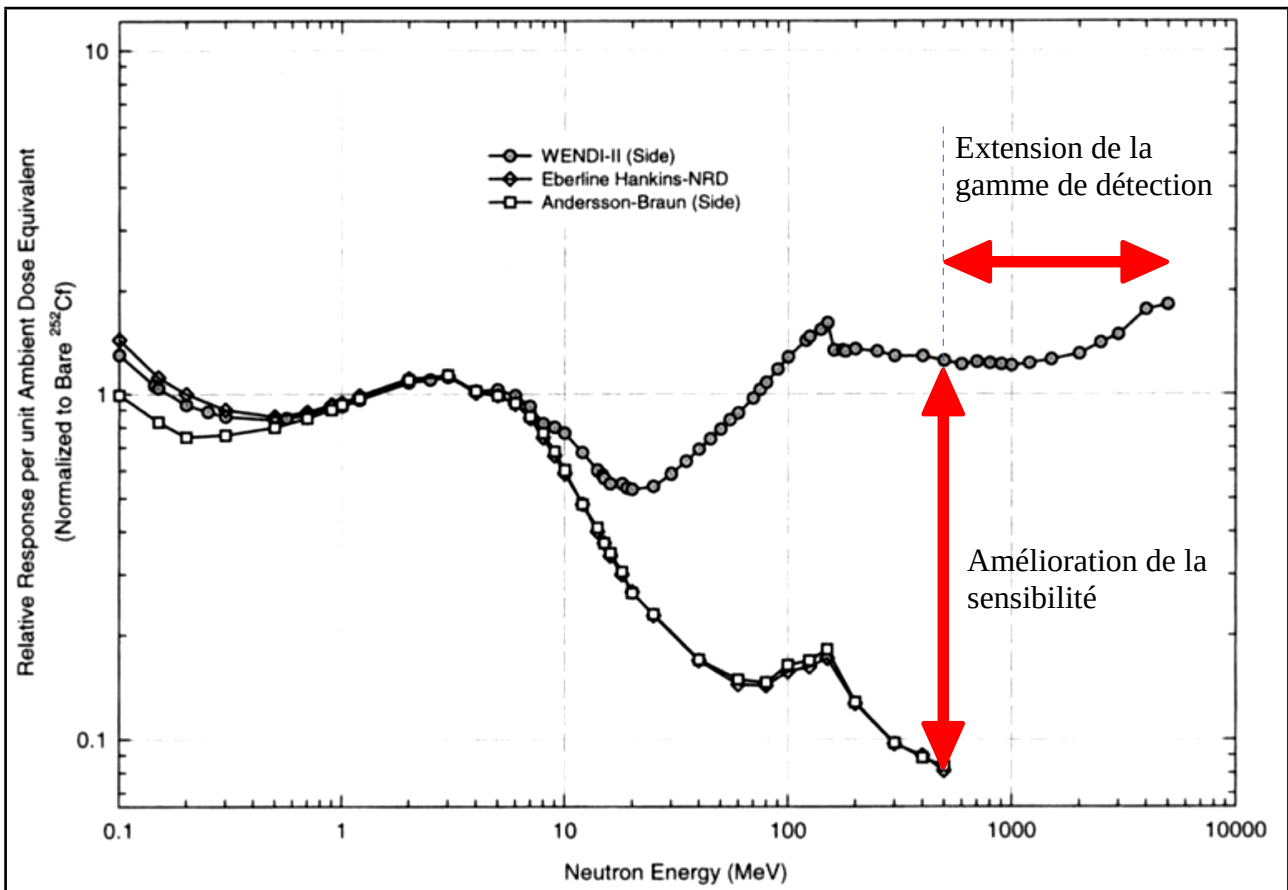


Figure IV.8. Réponse relative par unité de l'équivalent de dose ambiant de plusieurs compteurs rem [139].

Pour conclure, la conception du compteur WENDI-2 a permis d'obtenir une bonne sensibilité aux neutrons, ainsi que l'extension de la gamme d'énergie de détection allant jusqu'à 5 GeV. La figure IV.8 montre les réponses relatives des différents compteurs par unité de l'équivalent de dose ambiant. On peut remarquer une nette amélioration à partir de 8 MeV pour le WENDI-2 qui est la conséquence de l'insertion d'une coque de tungstène dans le modérateur en polyéthylène.

Depuis son développement, ce détecteur WENDI-2 a été largement utilisé dans de nombreuses applications : caractérisation des instruments de rayonnement autour des accélérateurs de hadrons [166, 167, 168, 169, 170], mesure de la dose secondaire dans les installations de hadronthérapie [171, 172, 173, 174] et le rayonnement cosmique [175].

IV.3. Simulation Monte Carlo de la fonction de réponse WENDI-2

Comme déjà mentionné dans l'introduction de ce chapitre, le but de ce travail est l'étude de la fonction de réponse du compteur WENDI-2 par des simulations pour une large gamme d'énergies de neutrons. Pour cela, le code GEANT4.10.02 a été utilisé pour simuler la fonction de réponse du détecteur, et les résultats ont été comparés avec ceux rapportés dans la littérature.

Différents processus physiques de GEANT4 ont été utilisés pour simuler la fonction de réponse (voir section IV.3.3). Dans notre simulation, la méthode que nous avons employée est de compter le nombre de réactions de capture ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ se produisant dans le volume de détection qui conduit à un dépôt d'énergie supérieur à 50 keV, où cette dernière énergie correspond à un seuil minimum d'énergie pour déclencher un comptage du WENDI-2, pour un réglage discriminateur de 1 mV. La contribution en coups pour les dépôts d'énergies en dessous de 50 keV a été estimée à environ 1,1% par Jägerhofer et al. [140]. La répartition des coups par réaction de capture de neutrons ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ en fonction de l'énergie dans le volume sensible du détecteur WENDI-2 telle que évaluée par Jägerhofer et al.[140], est montrée à la figure IV.9.

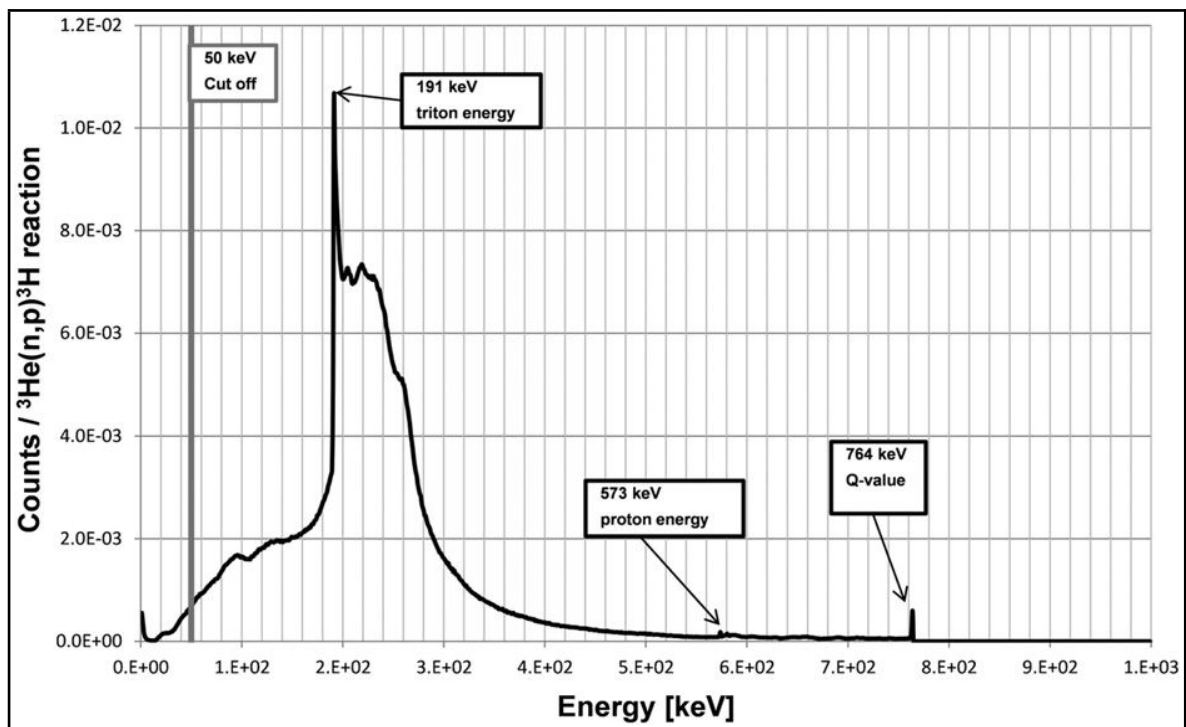


Figure IV.9. La distribution des coups/réaction ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ en fonction de l'énergie dans le volume sensible du détecteur [140].

IV.3.1. Configuration de la simulation

Deux géométries différentes (voir figure IV.10) d'irradiation ont été considérées dans cette partie du travail pour irradier le détecteur WENDI-2 :

1. Nous avons d'abord considéré la même configuration que celle qui a été adoptée par Olsher et al. [139]. Cette configuration a été également reprise par T.Vanaudenhove [141] et V. De Smet [142]. Une source ponctuelle mono-énergétique émettant d'une façon isotrope et positionnée à une distance (d) de 50 cm du centre du détecteur WENDI-2 a été considérée. Pour gagner en termes de temps de simulation, l'émission de la source isotrope a été limitée à un cône ayant un angle d'ouverture de 0,57 radians qui couvre tout le détecteur. Cette méthode de réduction de variance a été également utilisée par Vanaudenhove [141]. Les résultats de simulation seront normalisés par rapport à la fluence des neutrons au point qui correspond au centre du détecteur lors de l'irradiation. Étant donné que la source est isotrope et émettant dans un angle θ , la fluence Φ_1 à ce point pour N neutrons émis par la source peut être trouvée par l'expression :

$$\Phi_1 = \frac{N}{2\pi(1-\cos\theta)d^2} \quad [\text{IV.11}]$$

2. Deuxièmement, nous avons opté pour une configuration proche de celle de Jägerhofer et al. [140]. Une source de neutrons de forme circulaire de rayon $r = 14,65$ cm (englobant tout le volume du détecteur), émettant d'une façon parallèle et homogène a été placée à 50 cm du centre de WENDI-2. La taille de la source circulaire a été choisie pour que la surface couverte par le faisceau soit la même dans les deux configurations au point d'irradiation de WENDI-2. La réponse du détecteur est également normalisée par rapport à la fluence Φ_2 , qui est obtenue dans ce cas-ci par le rapport entre le nombre des neutrons primaires et l'aire A couverte par le faisceau au centre du détecteur :

$$\Phi_2 = \frac{N}{\pi r^2} \quad [\text{IV.12}]$$

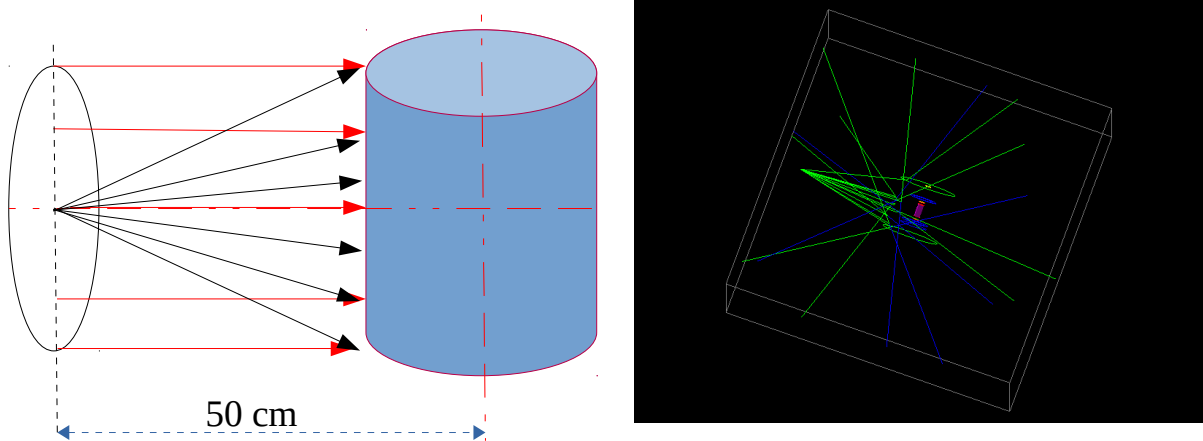


Figure V.10. Géométrie d'irradiation du détecteur WENDI-2 pour les simulations avec GEANT4 (gauche), modélisation du détecteur dans GEANT4 pour le cas isotrope (droite).

La fluence au centre du WENDI-2 a été également déterminée dans les deux configurations par des simulations de GEANT4 en remplaçant le détecteur par un volume couvrant la taille du faisceau, placé au même endroit que le détecteur. Ceci est de toute façon sans importance, car étant donné que nous travaillons dans le vide,

à priori on est sûr que la fluence obtenue par les deux formules ci-haut (IV.11&12) est correcte, ces simulations entrent dans le cadre d'une simple vérification pour la validation des calculs du programme de simulation GEANT4.10.02, ce qui a été bien vérifié car la fluence simulée et calculée sont les mêmes.

IV.3.2. Modélisation de la géométrie du WENDI-2 dans GEANT4

La modélisation de la géométrie du détecteur WENDI-2 dans GEANT4 s'est basée sur la figure IV.11 (à gauche) extraite de la publication de Jagerhofer et al [140]. Les différentes parties de ce détecteur modélisées dans GEANT4 sont rapportées sur cette figure : volume de détection (^3He), modérateur en polyéthylène, coque en tungstène et une partie en air. Le volume actif au centre de ce détecteur qui a été modélisé dans le code est de type 252180 fabriqué par LND, Inc (New York) [176], il est également montré sur la figure IV.10 à droite.

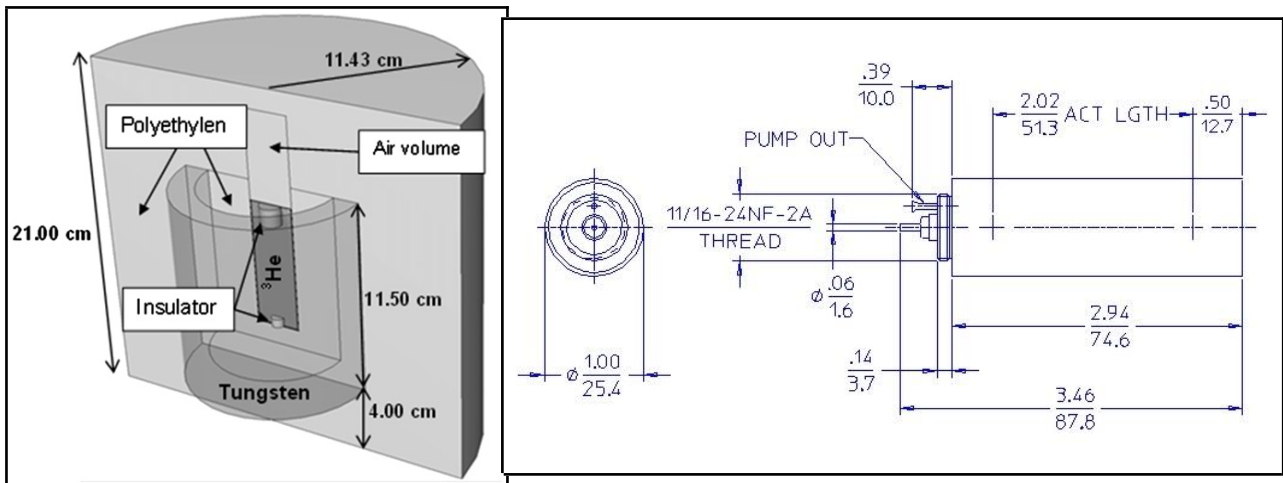


Figure IV.11. La coupe du détecteur WENDI-2 [140] et son volume sensible 252180 [176]. Les unités de longueur utilisées sur le schéma de droite sont inch/mm.

Le tube de détection qui a été modélisé pour nos simulations avec GEANT4 est composé d'une cellule sensible remplie d'un gaz ^3He avec un diamètre et longueur effectives respectivement de 24,38 et 51,3 mm [176]. Le tableau IV.4 résume les paramètres utilisés pour définir la géométrie du détecteur dans le GEANT4.

Matériel	Densité g/cm ³	Isotope ou élément	Fraction
Polyéthylène	0,94	¹ H	0,666667
		^{nat} C	0,333333
Poudre de tungstène	10,624	¹⁸⁴ W	0,306203
		¹⁸⁶ W	0,281056
		¹⁸² W	0,267745
		¹⁸³ W	0,144996
Acier inoxydable	8	⁵⁶ Fe	0,671469
		⁵⁴ Fe	0,044354
		⁵⁷ Fe	0,015234
		⁵⁸ Fe	0,001996
		⁵² Cr	0,160062
		⁵³ Cr	0,017967
		⁵⁰ Cr	0,008661
		⁵⁴ Cr	0,004369
		⁵⁸ Ni	0,051998
		⁶⁰ Ni	0,019365
		⁶² Ni	0,002599
		⁶¹ Ni	0,000826
⁶⁴ Ni	0,000640		
	3,33.10 ⁻³	³ He	1
Air	1,205.10 ⁻³ g/cm ³	¹⁴ N	0,784431
		¹⁶ O	0,210748
		^{nat} Ar	0,004671
		^{nat} C	0,000150

Tableau IV.4. Définitions des matériaux pour la modélisation dans GEANT4 de la géométrie de WENDI-2.

La densité de ^3He a été fixée à $0,333 \text{ kg/m}^3$, en fonction de la pression du gaz de 2 atm mentionnée par le concepteur [160]. La cathode est en acier inoxydable de 0,5 cm d'épaisseur, sa composition exacte n'étant pas spécifiée par le constructeur, nous avons adopté une composition générique tel qu'elle est décrit dans le tableau IV.4 avec une densité de 8 g/cm^3 . Le volume actif est entouré d'un modérateur en polyéthylène de densité de $0,94 \text{ g/cm}^3$ [178], de 22,86 cm de diamètre et de 21 cm de hauteur, dans lequel est incorporée une coquille en poudre de tungstène. La densité de la poudre de tungstène qui a été utilisée dans nos simulations est de $10,624 \text{ g/cm}^3$ telle qu'elle a été estimée par Olsher et al. [139].

Au dessus du tube d' ^3He , on trouve un volume cylindrique rempli d'air d'un rayon de 1,32 cm. Au-dessus de ce volume d'air, le détecteur WENDI-2 présente un patch en caoutchouc boraté, qui n'est pas inclus dans la géométrie de notre simulation, en raison du manque d'information sur sa composition et ses dimensions, et surtout que son influence est négligeable lors de l'irradiation du détecteur dans la direction latérale [140].

IV.3.3. Données de base des neutrons et les modèles physiques utilisés dans la simulation

Le code de GEANT4 en plus des listes préétablies comme on l'a déjà signalé au chapitre 3 (§III.6.8) permet à l'utilisateur de construire des processus physiques pour décrire le plus précisément possible le transport des particules dans la matière. L'utilisateur doit créer des listes des interactions en tenant compte des processus qu'il veut prendre en considération. Pour les neutrons qui nous concernent dans cette partie, en dessous de 20 MeV, le transport est principalement traité avec le modèle G4NeutronHP (Neutron High-Precision) qui utilise soit des données nucléaires incluses dans la bibliothèque des données de G4NDL 4.5 (pour GEANT4.10.02) qui dérivent des données de base des sections efficaces ENDF/B-VII [96] et JENDEL [137], ou une approche théorique lorsque aucune donnée de section efficace n'est disponible. Le modèle de G4NeutronHP utilise un traitement thermique basé sur l'approximation des gaz parfaits ou seul le mouvement Maxwellien individuel du noyau cible est considéré. Or, en dessous de 4 eV, ces modèles ne donnent pas de résultats suffisamment précis, car lorsque l'énergie des neutrons est thermique, le mouvement des noyaux sous l'effet de l'agitation thermique devient considérable.

Dans les molécules, des vibrations et des rotations se produisent au niveau des liaisons chimiques des atomes dont les noyaux sont excités. Cela affecte de manière considérable les sections efficaces de diffusion des neutrons [voir la figure IV.11], ainsi que l'état final des neutrons secondaires (énergie cédée, angle de diffusion) lorsqu'une collision intervient entre un neutron thermalisé et un noyau ainsi excité [169, 178]. Pour tenir compte de ces effets, un modèle physique utilisant des sections efficaces de diffusion thermique est disponible dans GEANT4.10.02 (G4NeutronHPThermalScattering). Cette liste utilise des données de la diffusion thermique disponible dans la bibliothèque G4NDL 4.5 pour certains matériaux hydrogénés tels que l'eau, le graphite et le polyéthylène et proviennent des tables ENDF/B-VII. La correction repose sur une application d'une matrice $S(\alpha, \beta)$ où α est l'impulsion de transfert et β l'énergie de transfert, imputées aux vibrations de la molécule [179], avec :

$$\sigma(E_1 \rightarrow E_2, \phi) = \frac{\sigma_b}{(2kT)} \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} S(\alpha, \beta) \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{m(E_1 + E_2 - \sqrt{E_1 E_2} \cos \phi)}{MkT}, \quad \beta = \frac{E_1 - E_2}{kT} \quad [\text{IV.13}]$$

Dans l'expression IV.13, m représente la masse neutron incident, M la masse du principal atome diffusant (l'atome d'hydrogène dans le cas du polyéthylène), ϕ l'angle de diffusion, σ_b est la section de diffusion totale liée de l'atome d'hydrogène, k est la constante de Boltzmann, T la température, E_1 et E_2 respectivement l'énergie du faisceau incident et celle du neutron diffusé.

Ensuite pour décrire les réactions des neutrons au-delà de 20 MeV, deux modèles de Cascades Intranucléaires ont été utilisés : il s'agit du modèle de Bertini et la cascade binaire qui ont été détaillés au chapitre 3.

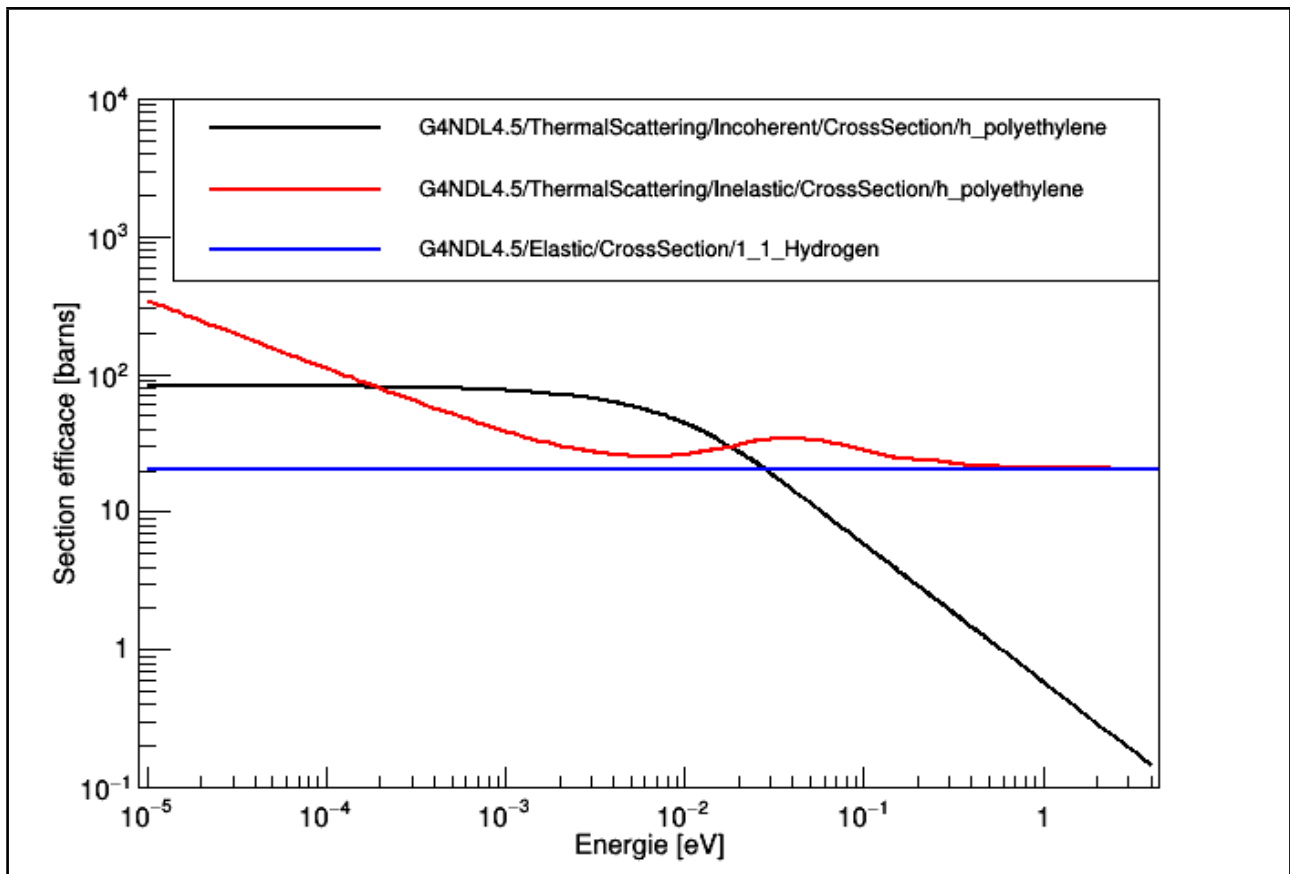


Figure IV.11. Les sections efficaces de neutrons thermiques extraites de G4NDL4.5 pour l'hydrogène dans le polyéthylène dans l'approximation des gaz libres (bleu) et sur la base des données de diffusion thermique : noir pour la diffusion élastique incohérente et rouge pour une diffusion inélastique.

IV.4. Résultats et discussions

IV.4.1. Analyse de la fonction de réponse du détecteur WENDI-2

Avant de présenter les résultats des simulations pour ce chapitre, analysons d'abord la réponse du détecteur en terme du nombre de réactions ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ qui se produisent dans le volume actif de l'instrument en fonction de l'énergie des neutrons incidents. La figure IV.12 montre le nombre de réactions ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ /neutron obtenues avec des simulations de GEANT4 en utilisant le modèle G4NeutronHP (Neutron High-Precision) en dessous de 20 MeV et la cascade de Bertini au delà. Dans la simulation qui est montrée sur cette figure, les neutrons en dessous de 4 eV ont été traités en

utilisant le modèle physique de G4NeutronHPThermalScattering discuté à la section précédente.

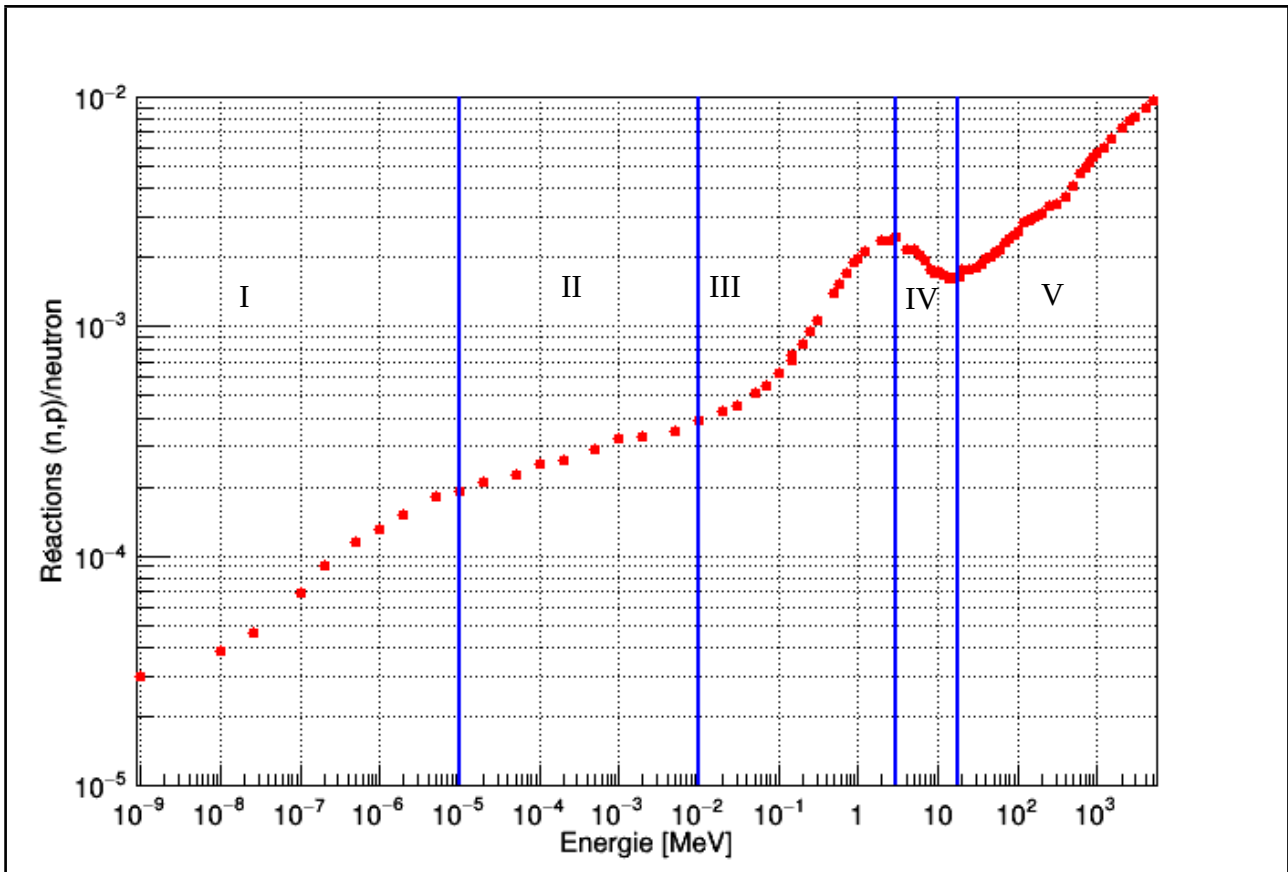


Figure IV. 12. La réponse du détecteur WENDI-2 en termes du nombre de réactions en fonction de l'énergie des neutrons calculée en utilisant le modèle G4NeutronHP (Neutron High-Precision) en dessous de 20 MeV et la cascade de Bertini au-delà.

La réponse du WENDI-2 en fonction de l'énergie peut être divisée en cinq régions en fonction de l'allure de la courbe. La 1^{ère} région (de 10^{-9} - 10^{-5} MeV) montre une croissance qui augmente en fonction de l'énergie. Du point de vue de l'analyse des sections efficaces de diffusion élastique (hydrogène) dans le polyéthylène modérateur des neutrons thermiques, elle varie en terme de $1/v$ (Figure IV.11), ce qui explique que les neutrons de faible énergie ont une proportion élevée de subir la diffusion et de là leur absorption dans le modérateur augmente d'où le flux de neutrons qui arrivent dans le volume actif augmente avec l'énergie dans ce domaine des neutrons thermiques. En outre, dans cette même tranche d'énergie, l'absorption des neutrons par le tungstène diminue avec l'énergie. Dans la deuxième région (10^{-5} - 10^{-2} MeV), la pente de la courbe diminue d'intensité par rapport à la 1^{ère} région en raison du

mécanisme de résonance caractérisant le tungstène dans cet intervalle d'énergie [Figure IV.7], ce qui augmente l'absorption des neutrons et diminue le flux de ceux qui atteignent le volume de détection. La 3^{ème} région ($10^{-2} - 3.10^0$ MeV), est une région sans absorption des neutrons, la courbe reprend l'allure de la 1^{ère} région avec une pente plus forte jusqu'à ce que l'efficacité de la thermalisation des neutrons par le polyéthylène devient nulle. Entre 3 - ~20 MeV (4^{ème} région), les réactions (n, 2n) et (n, 3n) deviennent possibles [Figure IV.6], il y a production de neutrons secondaires de basse énergie qui sont ensuite thermalisés par le polyéthylène interne. Cependant la section efficace du tungstène pour ces réactions n'est pas assez importante pour que le flux des neutrons thermiques dans le volume actif du détecteur atteignent le niveau des régions précédentes, c'est pour cela que la courbe décroît jusqu'à une remontée brusque à partir du 20 MeV (5^{ème} région) où des réactions de spallation permettent la multiplication importante des neutrons dans le tungstène.

IV.4.2. Comparaison de la fonction de réponse en fonction de la prise en considération des sections efficace de diffusion thermique

Dans leur publication, Olsher et al. [139] ont calculé une surestimation de la réponse de WENDI-2 de 42 % pour l'énergie de 0,01MeV et de 22,5 % pour celle de 0,1 MeV, lorsque le modèle de gaz libre est utilisé au lieu du traitement thermique pour l'hydrogène dans le polyéthylène. Dans ce travail, les calculs de GEANT4 donnent une réponse d'environ 5 fois plus élevée lorsque le modèle de gaz parfait est utilisé au lieu de prendre en compte le traitement thermique de l'hydrogène dans le modérateur pour l'énergie de 10^{-9} MeV. La surestimation est d'environ 45 % pour l'énergie de 10^{-2} MeV et de 24 % pour 10^{-1} MeV. La figure IV.13 montre la différence entre la réponse du WENDI-2 (le nombre de coups normalisés par unité de fluence) obtenus en considérant le modèle de gaz parfait (courbe rouge) et le traitement thermique (noir) en dessous de 4 eV, G4NeutronHP entre 4 eV-20 MeV et le modèle de cascade binaire pour les énergies supérieures à 20 MeV.

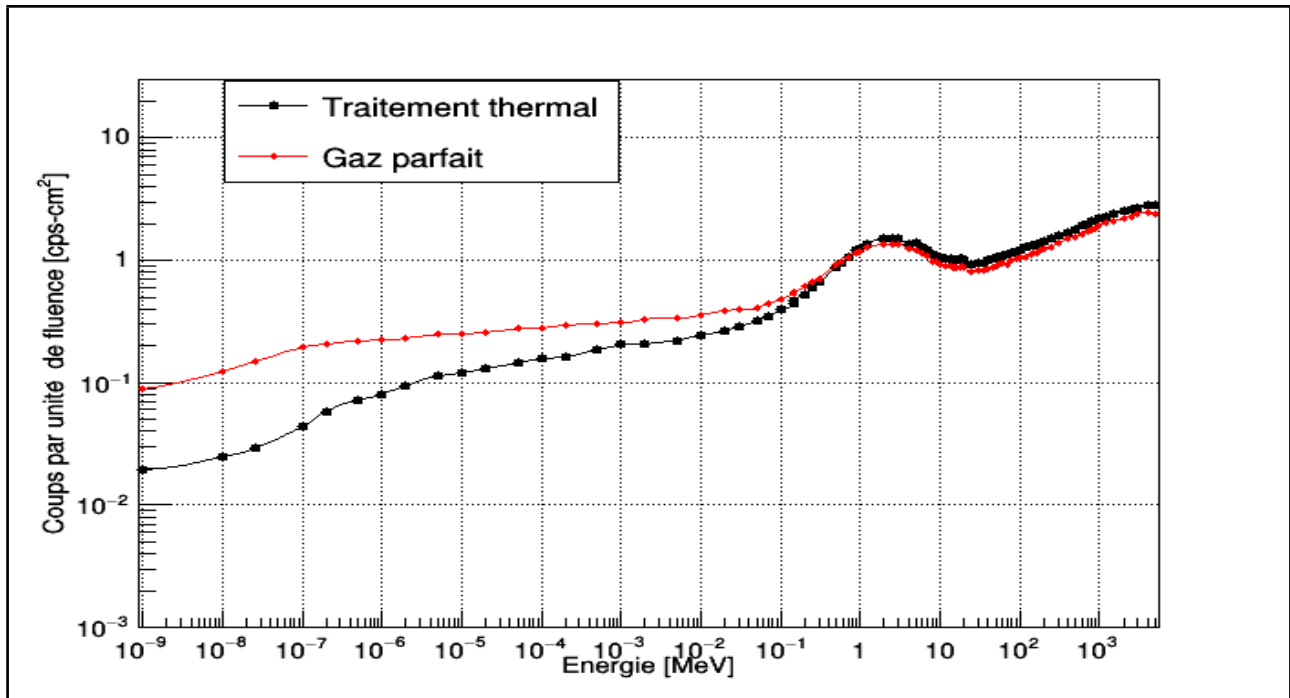


Figure IV.13. La réponse du détecteur WENDI-2 normalisée par rapport à la fluence ($\text{cps}\cdot\text{cm}^2$) en fonction de l'énergie des neutrons en utilisant le modèle de gaz libre et le traitement thermique en dessous de 4 eV. Le modèle de cascade binaire est utilisé pour les énergies des neutrons supérieures à 20 MeV.

Cette différence qui est visible à la figure IV.13 peut être expliquée en partie par l'écart entre la section efficace de diffusion thermique de l'hydrogène dans le polyéthylène et la section efficace de diffusion élastique de l'hydrogène (dans l'approximation d'un gaz parfait) dans les données de base neutrons de GEANT4 comme le montre la figure IV.11. L'influence de la section efficace a été vérifiée en remplaçant les valeurs des sections efficaces de diffusion élastique pour l'hydrogène de la bibliothèque G4NDL4.5 par celles des données de référence extraites de ENDF/VII. En effet, comme le montre la figure III.9, la section efficace de diffusion élastique de l'hydrogène de G4NDL4.5 est différente de celle de ENDF/B-VII : pour G4NDL4.5, elle a une valeur constante de 20,4 barns pour les énergies thermiques alors qu'elle a une valeur de 1117,4 barns pour l'énergie de 10^{-9} MeV et diminue quand l'énergie des neutrons augmente pour ENDF/B-VII dans ce domaine d'énergie thermique. Au delà de 10^{-6} MeV, les deux sections efficaces sont les mêmes (figure III.9).

La figure IV.14 représente la réponse du WENDI-2 simulée avec les données des sections efficaces de G4NDL4.5 (noir) et ENDF/B-VII (rouge). Quand les données

ENDF/B-VII sont utilisés, on remarque une sous-estimation qui atteint ~ 2 fois la valeur obtenue avec les données G4NDL4.5 pour l'énergie de 10^{-9} MeV. Cette sous-estimation diminue au fur et à mesure que les écarts entre les deux sections efficaces diminuent.

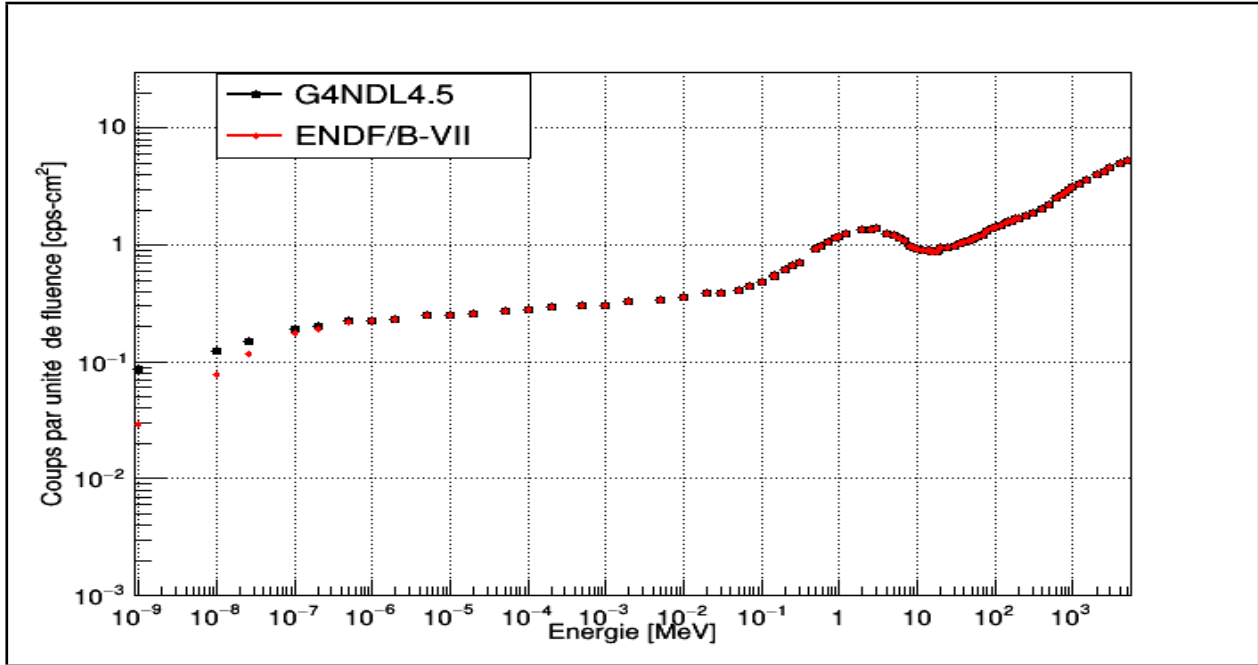


Figure IV.14. La réponse du détecteur WENDI-2 normalisée par rapport à la fluence (cps-cm²) en fonction de l'énergie des neutrons. Calculs obtenus avec les données de bases G4NDL4.5 (noir) et ENDF/B-VII (rouge). Le modèle de cascade Bertini est utilisé pour les énergies des neutrons supérieures à 20 MeV.

On peut conclure qu'à la même énergie, avec le même modèle physique de simulation, la probabilité de chocs augmente avec la valeur de la section efficace, ce qui augmentera le nombre de capture dans le matériel de modération limitant le flux des neutrons thermiques qui arrivent dans le volume actif du détecteur, et par conséquent une sous-estimation de la réponse du détecteur comme le montre la figure IV.14.

IV.4.3. Comparaison des modèles de cascade intranucléaire de GEANT4

Dans cette partie, nous allons discuter des deux modèles hadroniques implémentés dans GEANT4 qui ont le plus souvent été utilisés dans ce travail : cascade de Bertini et cascade binaire. Nous avons choisi d'utiliser dans nos simulations deux listes

physiques : QGSP_BERT_HP et QGSP_BIC_HP, qui utilisent respectivement la cascade de Bertini et la cascade binaire pour les énergies au-dessus de 20 MeV. En dessous de 20 MeV, elles utilisent les modèles de NeutronHP dans lesquels nous avons ajouté le traitement thermal avec le modèle de NeutronHPThermalScattering pour les neutrons en dessous de 4 eV. Les résultats sont présentés à la figure IV.15.

De toute évidence, en dessous de 20 MeV, les résultats de GEANT4 avec les deux listes sont identiques puisque le modèle NeutronHP est utilisé dans les calculs pour les deux listes physiques. A partir de 20 MeV, on voit que le modèle de Bertini surestime la réponse avec un écart maximal de 118 % pour l'énergie de $5 \cdot 10^3$ MeV. Cette surestimation de la cascade de Bertini par rapport à la cascade binaire est également obtenue par C. Dieter [181] dans sa thèse, en simulant la dose des neutrons secondaires produits dans l'atmosphère avec l'utilisation des spectromètres à sphère de Bonner.

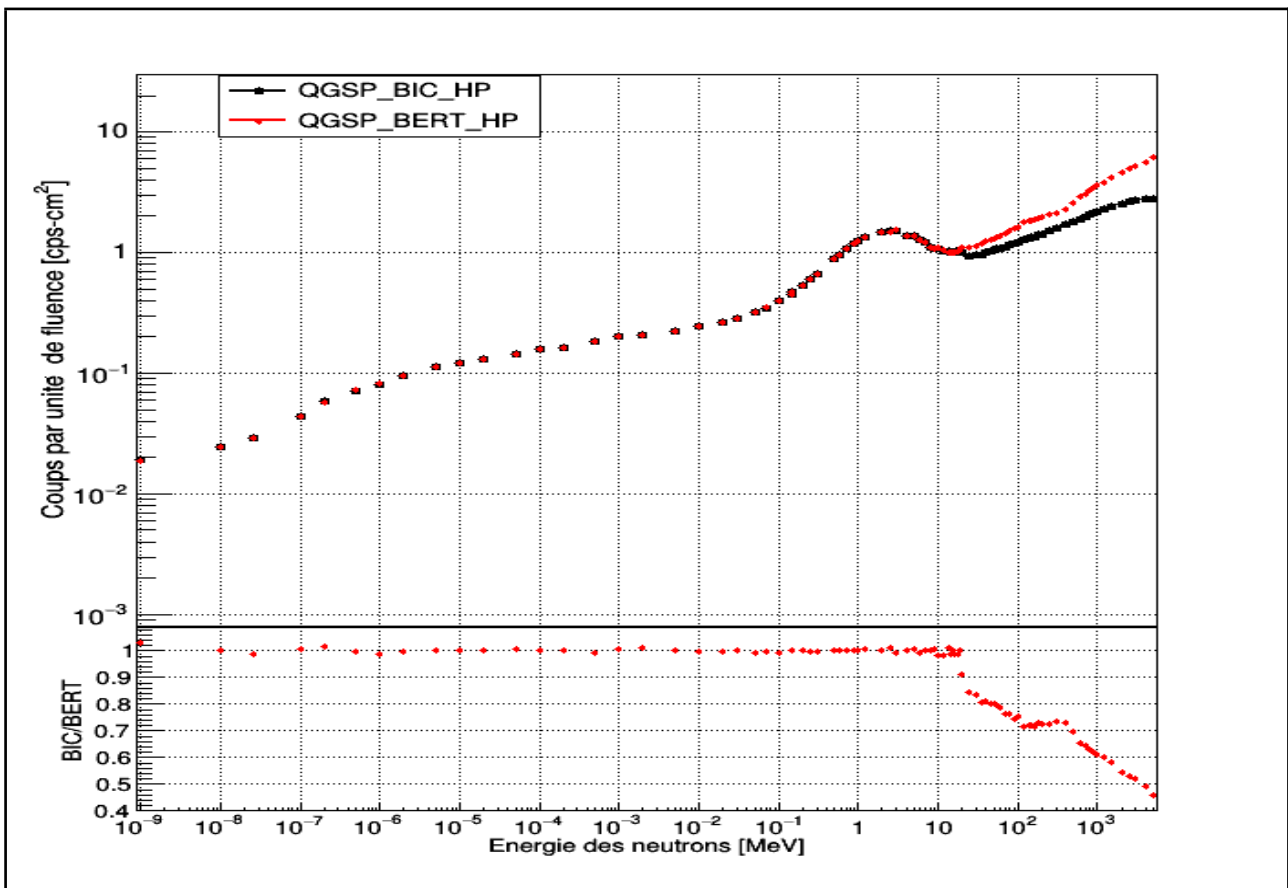


Figure IV.15. Nombre de coups par unité de fluence en fonction de l'énergie des neutrons, en considérant la cascade de Bertini et BIC pour les énergies supérieures à 19 MeV, en dessous de 20MeV le G4NeutronHP est utilisé.

IV.4.4. Comparaison de la fonction de réponse en fonction de la version de GEANT4 utilisée pour les calculs

La figure IV.16 montre les résultats de la simulation de la réponse du WENDI-2 en fonction de l'énergie des neutrons normalisée par rapport à la fluence. Le calcul est effectué en utilisant deux versions de GEANT4 (9.6 et 10.02), ainsi que deux listes physiques décrites précédemment à savoir : QGSP_BERT_HP et QGSP_BIC_HP. On constate qu'il y a des divergences qui atteignent jusqu'à 20 % pour le modèle de Bertini pour l'énergie de 10^3 MeV, alors qu'il est d'environ 40 % pour le BIC à cette même énergie dans le sens de la surestimation pour l'ancienne version. Ces écarts peuvent être expliqués en partie par des mises à jour qui s'effectuent chaque fois qu'une nouvelle version est publiée. A titre d'exemple les données neutrons (sections efficaces) de la bibliothèque G4NDL4.2 (GEANT4.9.6) étaient extraites dans la base de données de référence ENDF/B-VI, alors que pour G4NDL4.5 (GEANT4.10.02), elles sont extraites de ENDF/B-VII.

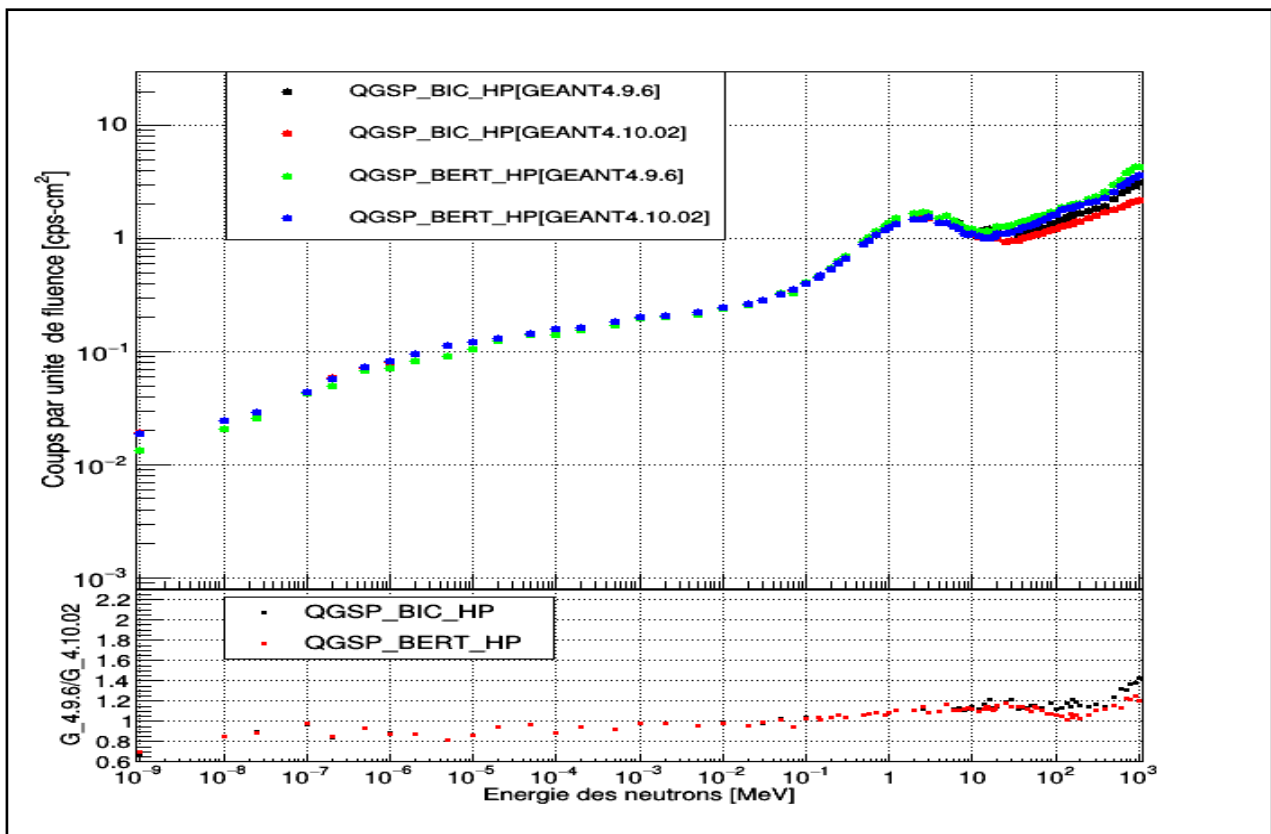


Figure IV.16. La réponse du WENDI-2 normalisée par unité de fluence calculée avec la version Geant4.9.6 et 10.02, deux listes physiques ont été utilisées pour les deux versions.

IV.4.5. Comparaison de la fonction de réponse en fonction de la configuration de la source de neutrons

La figure IV.17 montre les résultats de la simulation de la réponse du WENDI-2 en fonction de l'énergie des neutrons normalisée par rapport à la fluence. Deux configurations ont été choisies pour la définition de la source : source isotrope et parallèle. La taille couverte par la source au point du positionnement du détecteur est la même dans les deux cas, ce qui signifie que la fluence au point où se situe le centre du WENDI-2 lors de l'irradiation par neutrons émis est identique pour les deux configurations. Cette fluence est calculée par les expressions IV.11 et IV.12, et elle est de $1,48 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}/\text{neutron émis}$.

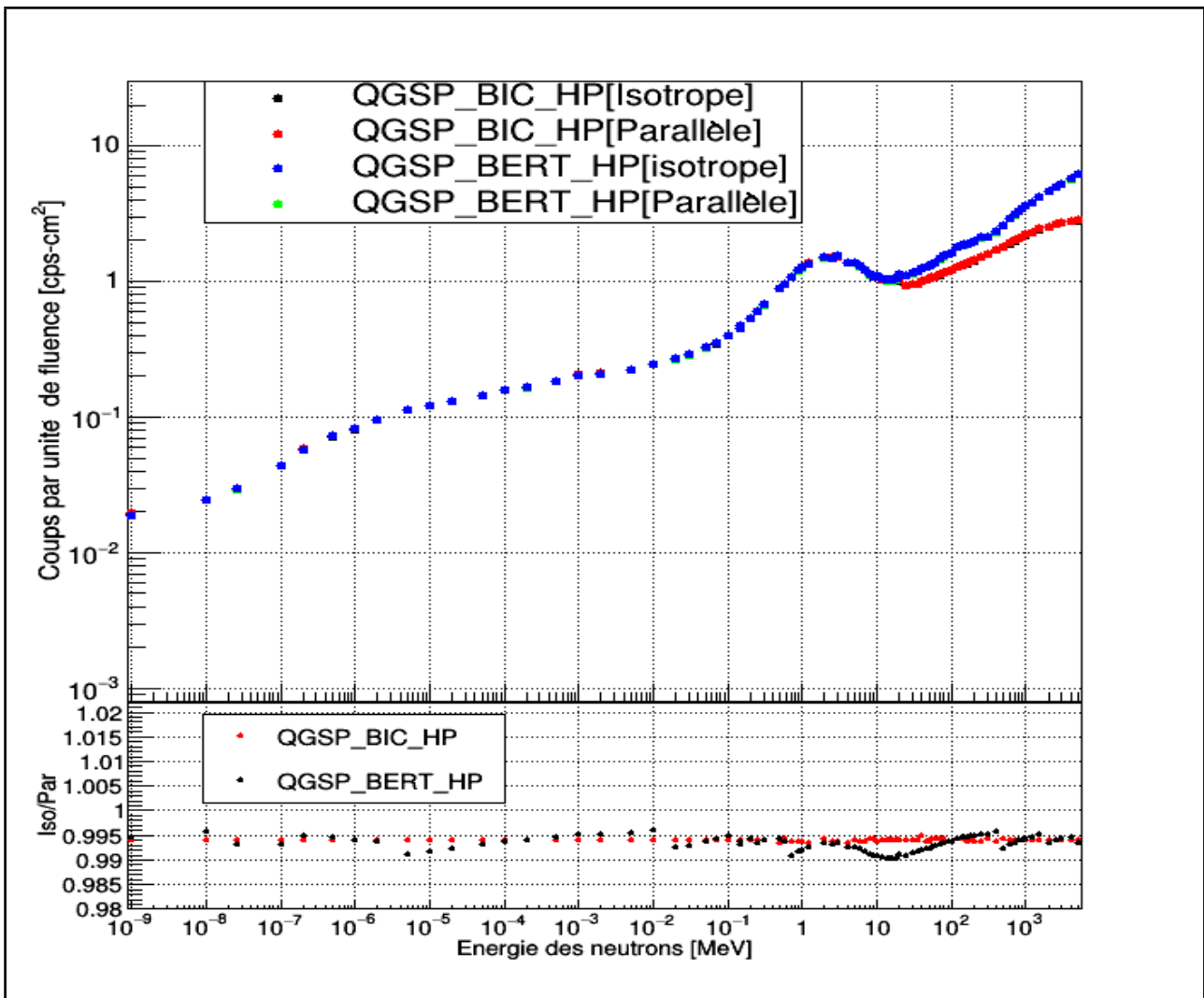


Figure IV.17. La réponse du WENDI-2 normalisée par unité de fluence calculée avec deux listes physiques de GEANT4 pour deux configurations de la source de neutrons.

On remarque que la configuration de la source des neutrons n'a pas d'influence remarquable sur la réponse du détecteur, tant que la taille du faisceau est la même au point de positionnement du détecteur. Les divergences se trouvent dans la marge des erreurs statistiques ($< 1\%$) pour toutes les énergies calculées ainsi que les deux listes physiques utilisées. Dans la suite de la présentation des résultats, nous allons seulement considérer la configuration isotrope.

IV.4.6. Comparaison de la fonction de réponse de GEANT4 avec la littérature.

Les deux modèles de GEANT4 donnent une fonction de réponse qui se comporte de manière similaire à celle d'Olsher et al. [139], de Jägerhofer et al. [140] et de V. De Smet [142]. En dessous de 20 MeV sauf pour les énergies thermiques où il y a une surestimation maximale de GEANT4 qui atteint 44 % pour l'énergie de 10^{-9} MeV, l'écart ne dépasse pas 12 %.

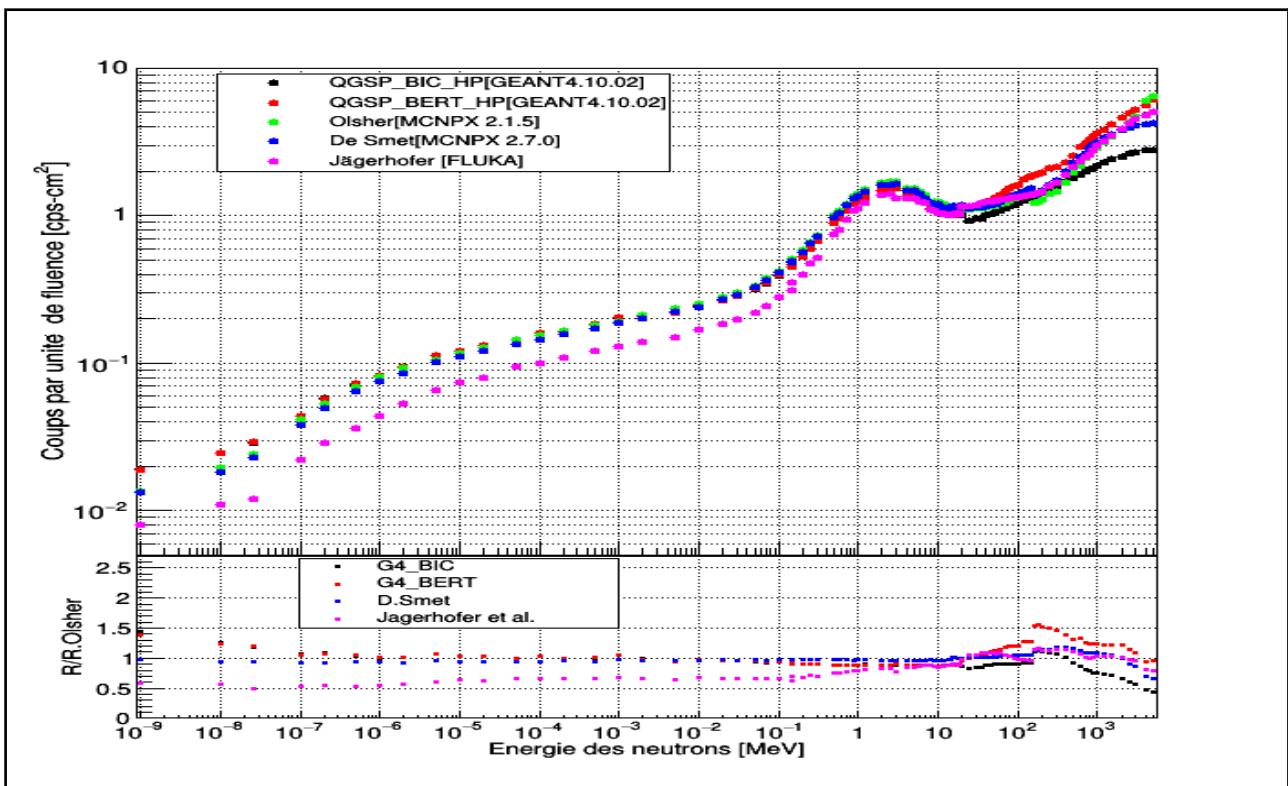


Figure IV.18. Nombre de coups par unité de fluence en fonction de l'énergie neutronique : simulation avec GEANT4.10.02 (la cascade de Bertini et BIC), les simulations d'Olsher et al. [139], Jägerhofer et al. [140] et V. De Smet avec MCPX2.7.0 [142].

Au dessus de 20 MeV jusqu'à 500 MeV, la fonction de réponse de GEANT4 en utilisant le modèle de Bertini surestime la réponse comparativement à celles de la littérature, avec des écarts maximal par rapport aux résultats d'Olsher de 55 % pour l'énergie de 180 MeV, tandis que pour le BIC dans cette intervalle, le modèle sous estime la réponse et donne des écarts qui ne dépassent pas 22 %. Mais au-dessus de cette énergie pour le BIC, le rapport entre les résultats diminue fortement et les écarts montent jusqu'à 57 % pour l'énergie de 5 GeV, tandis que les écarts diminuent pour le modèle de Bertini avec une différence ne dépassant pas 24 %. La figure IV.18 (en dessous) donne le rapport entre la réponse calculée par GEANT4, Jagerhofer et al. ainsi que celle de V. De Smet avec celle d'Olsher. On remarque qu'en dessous de 1 MeV, Jägerhofer et al. [140] donnent une sous-estimation de la fonction de réponse de 22 % à 50 % par rapport aux données d'Olsher, mais ces écarts sont réduits progressivement et ne dépassent pas 15 % sauf pour l'énergie de $5 \cdot 10^{-3}$ (21 %). En ce qui concerne la réponse de V. De Smet, ses résultats sont très similaires à celle d'Olsher, en dessous de 150 MeV, les écarts ne dépassent pas 10 %. Au delà, sauf pour les énergies de $4 \cdot 10^3$ et $5 \cdot 10^3$ MeV respectivement avec des écarts de 30 et 33 %, la différence ne dépasse pas 18 %.

IV.4.7. Comparaison de la réponse du WENDI-2 avec la fonction de réponse de conversion fluence-à-dose

Le détecteur WENDI-2 a été construit de telle façon que sa fonction de réponse corresponde approximativement à la fonction de conversion de la fluence à l'équivalent de dose ambiant introduit par la CIPR 74 [27]. Pour évaluer la fiabilité de l'information fournie par le détecteur, les fonctions de réponse simulées ont été comparées à la fonction de conversion la fluence à l'équivalent de la dose ambiant H^* (10) comme le montre la figure IV.20. Pour pouvoir comparer ces courbes, toutes les réponses ont été normalisées à 2 MeV.

On peut remarquer sur la figure IV.19 qu'il y a deux régions d'incompatibilité entre la courbe de conversion et les réponses du détecteur simulées : 0,2 eV- 0,1 MeV et entre 8 MeV-75 MeV. Dans le 1^{er} intervalle, la réponse du détecteur WENDI-2, pour les quatre simulations comparées surestime fortement l'équivalent de dose ambiante,

jusqu'à un facteur 8 à 0,05 MeV. Sur la plage de 8 MeV à 75 MeV, l'équivalent de dose ambiant est sous-estimé jusqu'à un facteur 2 tandis qu'il est surestimé d'un facteur 2 également entre 75-500 MeV.

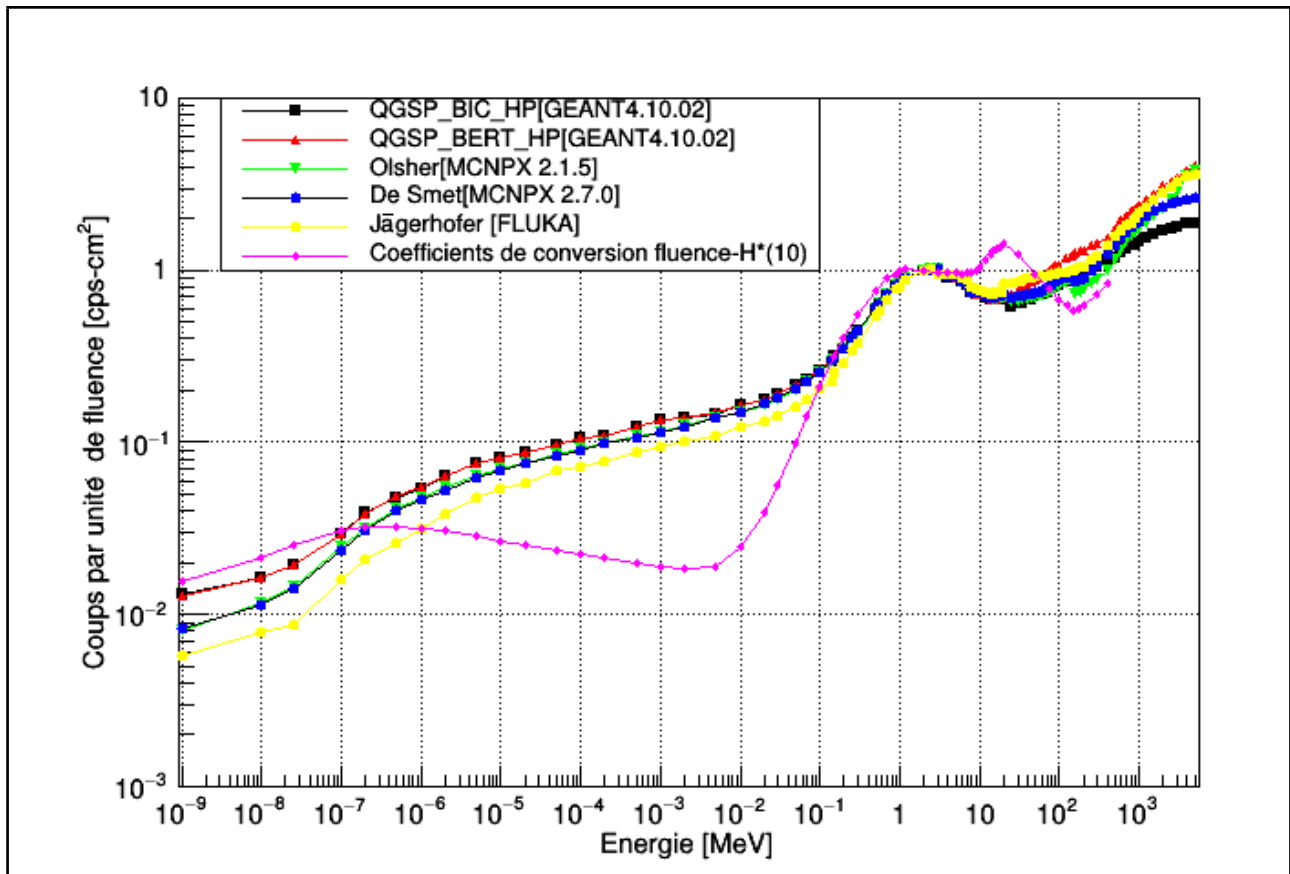


Figure IV.19. Comparaison entre les fonctions de réponse analysées et la fonction de conversion fluence-dose de la CIPR.

Le facteur de calibration du WENDI-2 permet de convertir le nombre de coups en dose qui est exprimée en Sv. Selon la fiche fournie par le fabricant pour le détecteur qui a été utilisé pour ce travail, ce facteur correspond à 1,14 (μSv/h)/(coups/s), ce qui correspond à 3,17. 10⁻¹⁰ Sv/coups. Pour obtenir la fonction de réponse de dose pour le détecteur WENDI-2, il faut multiplier la fonction de réponse absolue simulée par le facteur de calibration.

IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé en utilisant le programme de simulation Monte Carlo de GEANT4 la fonction de réponse du WENDI-2 en fonction de l'énergie (10^{-9} MeV à 5 GeV). Deux configurations différentes de sources de neutrons ont été adoptées mais avec la même surface couverte par le faisceau au point de positionnement de détecteur : une source ponctuelle isotrope située à 50 cm du centre du détecteur et un faisceau parallèle circulaire uniforme située à la même distance. Le rayon du faisceau est de 14,65 cm au point de positionnement de WENDI-2 pendant l'irradiation. La comparaison de ces deux configurations ne montre pas de différences, car les divergences observées n'excèdent pas l'erreur statistique (1 %) pour toutes les énergies calculées.

Les différents modèles de réactions nucléaires disponibles dans le code ont été également comparés. Entre 20 MeV et 100 MeV, les fonctions de réponse en utilisant les modèles de cascade de Bertini et BIC ont le même comportement, mais le modèle de cascade de Bertini donne une réponse de plus de 40 % élevée que celle calculée avec le modèle de cascade binaire (BIC). Au-dessus de 100 MeV, cet écart s'élève jusqu'à 118 % à 5 GeV. La comparaison avec les résultats de la littérature a montré des différences allant jusqu'à environ 100 % aux énergies thermiques pour les deux modèles de GEANT4. Entre 10^{-7} – 60 MeV le modèle de Bertini est accord avec la littérature avec des écarts maximum ne dépassant pas 12 %. Par contre entre 60 MeV – 10^{+3} MeV les écarts varient entre 15-55 % avec l'écart maximal de surestimation du modèle de Bertini à l'énergie de 180 MeV. Pour le modèle de BIC, les résultats sont en accord avec la littérature jusqu'à l'énergie de 600 MeV, les écarts sont en dessous de 13 %. Au delà, le modèle sous-estime la réponse jusqu'à un écart de 56 %. La fonction de réponse à la dose du WENDI-2, obtenue en multipliant la fonction de réponse absolue par le facteur d'étalonnage intégré, a été comparée aux coefficients de conversion fluence à l'équivalent de dose ambiant ($H^*(10)$) de la publication 74 de la CIPR. Des écarts relativement importants entre la fonction de réponse et les coefficients de conversion fluence-à- $H^*(10)$ ont été observés notamment dans la région des neutrons intermédiaires. Avec les résultats de comparaison de la simulation de GEANT4 avec la littérature, on peut conclure qu'on a validé la réponse du détecteur de WENDI-2 pour le modèle de BIC, les écarts dans les énergies qui intéressent la protonthérapie sont en dessous de 11 %.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les résultats de comparaison des simulations par GEANT4 de la réponse du détecteur WENDI-2 avec les mesures expérimentales effectuées dans le centre qui offre un faisceau de neutrons quasi-monoénergétique.

V. Validation de la réponse du détecteur de neutrons WENDI-2 par des mesures dans un faisceau de neutrons QMN

V.1. Introduction

Au chapitre IV, nous avons essayé de déterminer la réponse du compteur WENDI-2 en fonction de l'énergie par des simulations Monte Carlo de GEANT4 en utilisant différents modèles physiques implémentés dans ce code. Les résultats obtenus ont été comparés entre eux, ainsi qu'avec les résultats de la littérature [139, 140, 141, 142]. Dans ce chapitre, nous allons confronter les simulations de GEANT4 avec des mesures dans un faisceau de neutrons QMN dans le but de la validation du détecteur par des données expérimentales. Comme le spectre des neutrons produits dans un centre de protonthérapie couvre une gamme assez large allant jusqu'à l'énergie maximale des protons d'irradiation, la validation du détecteur WENDI-2 dans un faisceau couvrant une certaine gamme énergétique pour son utilisation dans l'estimation des doses dues aux neutrons secondaires produits dans les installations de protonthérapie pendant ou après l'irradiation s'avère nécessaire.

Les tests expérimentaux ont été effectués au centre du Theodor Svedberg Laboratory (TSL) se trouvant à Uppsala en Suède. Ce centre possède un cyclotron pour l'accélération des particules (protons et ions lourds). Jusqu'à récemment, les protons produits dans ce centre étaient essentiellement utilisés pour les traitements des tumeurs cancéreuses (protonthérapie) en collaboration avec l'hôpital universitaire d'Uppsala. Depuis juin 2015, la protonthérapie n'est plus pratiquée dans ce centre, leur activité a été orientée en grande partie à la mise à disposition des faisceaux de particules aux groupes de recherche externe pour des tests d'irradiation des équipements électroniques dans le but de simuler l'environnement de rayonnement dans lequel l'instrument doit fonctionner de manière fiable ou des tests de calibration pour les détecteurs. L'autre partie du temps, les activités sont orientées vers des projets de recherche scientifique en collaboration avec l'université d'Uppsala ou dans le cadre de l'Union Européenne [181].

Les faisceaux de neutrons disponibles au centre du TSL sont de spectre quasi-monoénergétiques (QMN) [182] ou semblables à ceux produits dans l'atmosphère communément appelé ANITA (pour **A**tmospheric-like **N**eutrons from **th**ick **T**Arget en anglais) [183]. Nous avons effectué des mesures en irradiant le détecteur WENDI-2

avec trois faisceaux des neutrons quasi-monoénergétiques d'énergie nominale de 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV.

Dans ce chapitre, nous allons brièvement décrire les installations du TSL, ainsi que les mesures expérimentales effectuées et donner les résultats de la comparaison des mesures expérimentales avec les simulations de GEANT4. Nous allons également comparer les mesures effectuées dans ce même centre par Olsher et al. [184] et les simulations de GEANT4 avant de donner la conclusion finale tirée de cette étude.

V.2. Installations du Theodor Svedberg Laboratory (TSL)

Les installations du Theodor Svedberg Laboratory (TSL), du nom d'un professeur de chimie-physique, prix Nobel de chimie en 1926, se trouve à Uppsala en Suède. Le centre a été créé en 1945 suite aux dons de la fondation Gustaf Werner d'où le nom de son cyclotron. Le cyclotron est utilisé pour l'accélération des protons et des ions lourds.

La figure V.1 montre le plan des installations d'irradiation avec le faisceau des protons sur la ligne B, ainsi que les neutrons (QMN et ANITA) sur la ligne D. Le cyclotron Gustaf Werner non visible sur la figure V.1, et les salles d'irradiation sont installés dans le sous sol.

Le faisceau de protons appelé "PAULA" pour l'acronyme en anglais **P**roton **f**Acility in Uppsa**L**A est utilisé pour des tests d'irradiation sur la ligne B (voir figure V.1) directement en provenance du cyclotron ou après une diffusion pour élargir la taille du faisceau [181]. Ces protons sont également utilisés pour bombarder des cibles de Lithium enrichies à 99,9 % pour la production des neutrons QMN, ou de Tungstène pour des neutrons ANITA. Ces faisceaux de neutrons sont produits sur la même la ligne D (figure V.1). Le cyclotron du TSL est également utilisé pour l'accélération des ions lourds [Tableau V.2], qui sont principalement utilisés pour la recherche biomédicale [185].

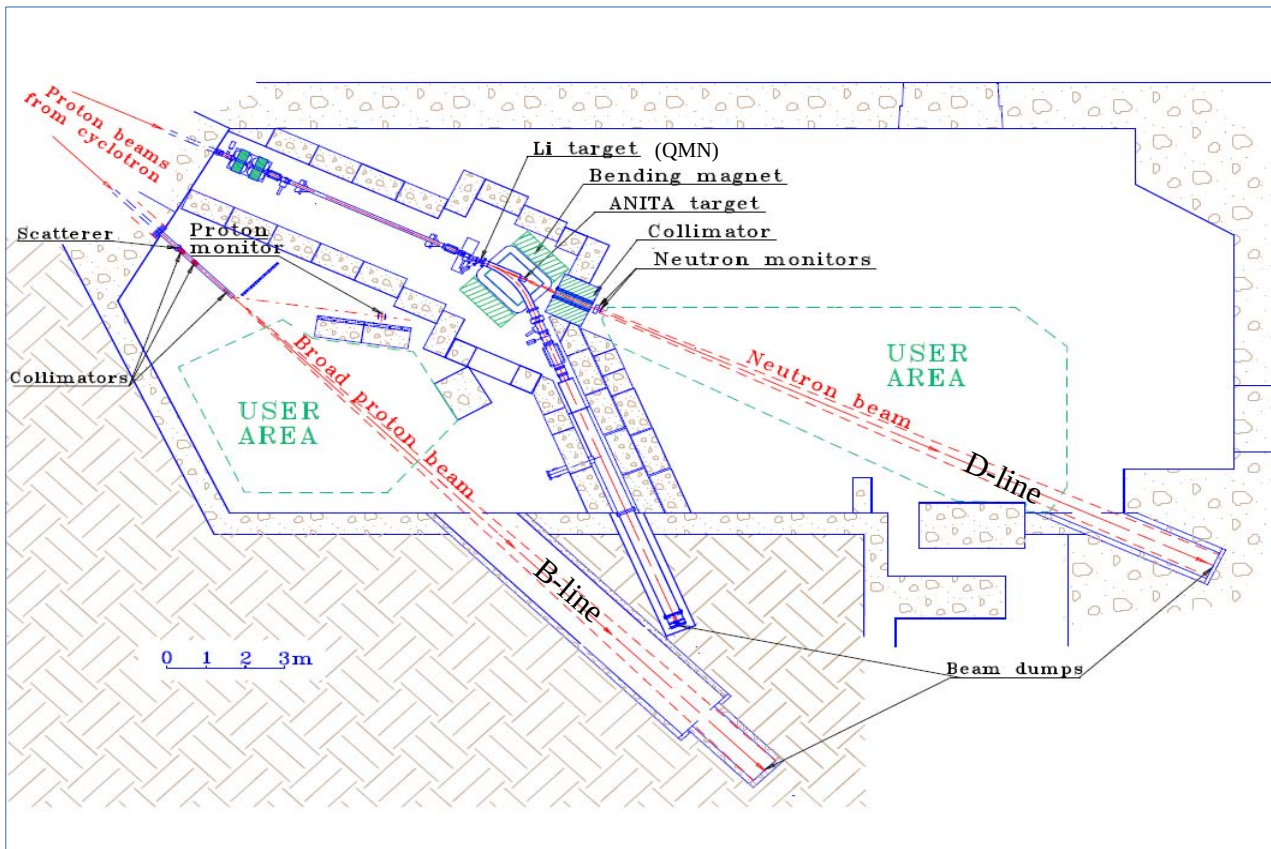
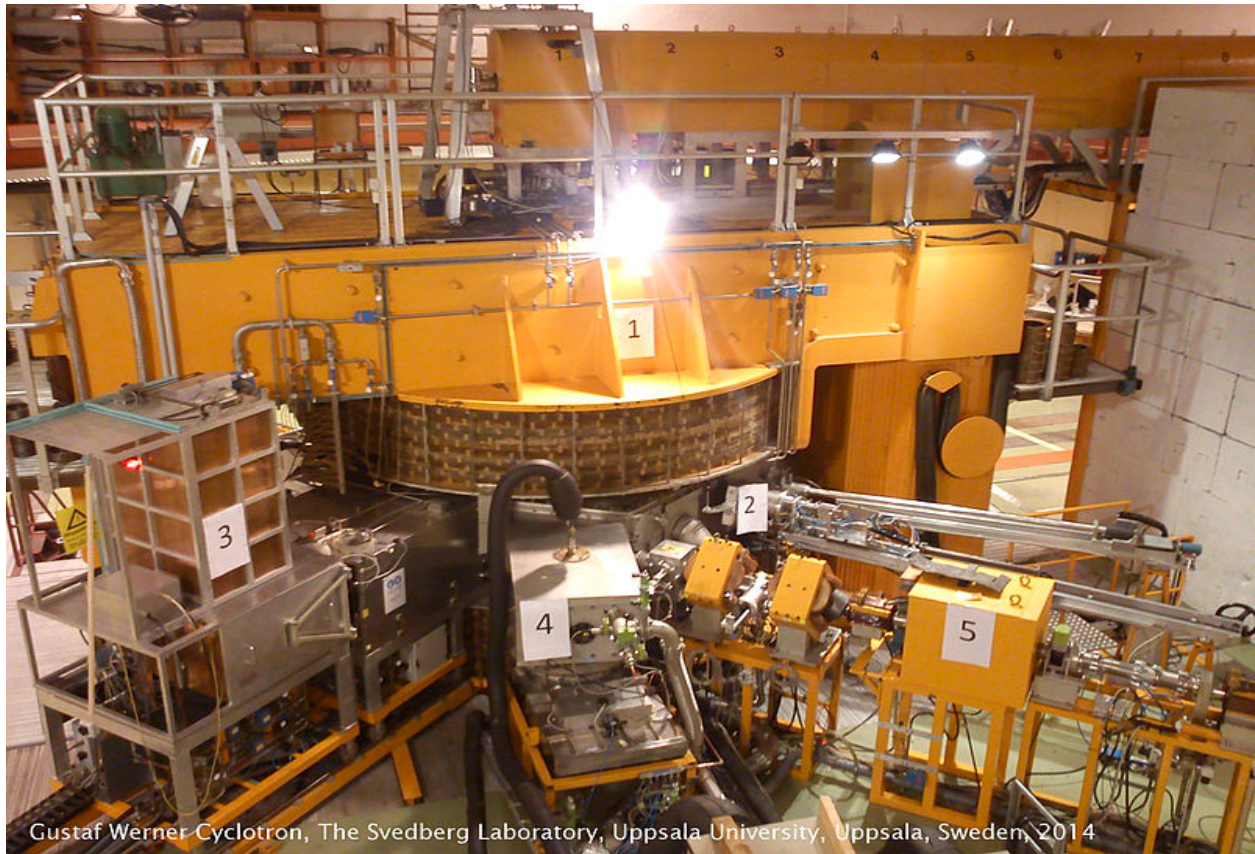


Figure V.1. Schéma des installations (Blue-hall) pour l'irradiation avec des protons (ligne B) et des neutrons (ligne D) au centre du TSL [186]. Les neutrons QMN et ANITA sont produits sur la même ligne D.

V.2.1. Le Cyclotron Gustaf Werner du TSL

Le cyclotron Gustaf Werner, achevé au début des années 1950 sous la forme d'un synchrocyclotron à énergie fixe de protons de 185 MeV, a été converti au cours des années 80 en un cyclotron à secteurs multiples produisant des énergies variables de protons. Aujourd'hui, cet accélérateur fonctionne à la fois comme un cyclotron isochrone pour les énergies de protons comprises entre 25 et 100 MeV, et en mode synchrocyclotron pour des faisceaux de protons d'énergies comprises entre 100 et 180 MeV [187].

La figure V.2 représente la photographie du cyclotron Gustaf Werner du TSL, les composants principaux sont indiqués tels que l'aimant, source d'ions, système accélérateur HF, ainsi que la pompe sous-vide.



Gustaf Werner Cyclotron, The Svedberg Laboratory, Uppsala University, Uppsala, Sweden, 2014

Figure V.2. Le cyclotron Gustaf Werner du TSL [181], aimant magnétique (1), source d'ions (2), système accélérateur HF (3) et pompe sous-vide (4).

Le cyclotron Gustaf Werner du TSL, est utilisé à la fois en mode synchrocyclotron et en cyclotron isochrone à champ variable en azimut (AVF). Le mode synchrocyclotron est utilisé pour les particules relativistes ($v/c > 0,43$), c'est-à-dire essentiellement des protons d'énergie supérieure à 100 MeV. Le cyclotron est de type compact, capable d'accélérer un faisceau de protons jusqu'à 180 MeV. L'aimant pèse environ 650 tonnes et fournit un champ maximal de 1,75 T. La variation azimutale du champ est produite par trois (3) secteurs spiralés. Le tableau V.1 détaille les principaux paramètres de cette machine [181].

Comme on l'a déjà signalé, le cyclotron Gustaf Werner du TSL est utilisé également pour l'accélération des ions lourds utilisés dans des recherches biomédicales. Le tableau V.2 détaille les ions qui sont accélérés dans ce cyclotron.

Aimant	
Type	compact
Nombres de secteurs	3
Champ magnétiques (max/min. T)	1,75/0,6
Diamètre de la culasse (m)	2,8
Rayon à l'injection (m)	0,02
Rayon à l'extraction (m)	1,18
Colline (m)	0,2
Vallée (m)	0,38
Système accélérateur	
Fréquence (MHZ)	12,3-24,0
Nombres de "dées"	2
Tension à l'injection (kV)	20
Tension à l'extraction (kV)	65
Puissance HF (kW)	280

Tableau V.1. Caractéristiques du cyclotron Gustaf Werner du TSL [181].

Ions	Energie par nucléon (MeV/u)		Intensité du faisceau (particule nA)	
	basse énergie	Haute énergie	Basse énergie	Haute énergie
¹¹ B	4,71	40	13	0,25
¹² C	4,71	45,1	1000	0,07
¹⁴ N	4,71	45,1	1100	0,07
¹⁶ O	4,71	45,1	670	0,06
²⁰ Ne	4,71	45,1	560	0,1
²⁸ Si	4,7	19,6	140	3
⁴⁰ Ar	4,7	17,5	75	31
⁸⁴ Kr	4,7	11,2	12	2,5
¹²⁹ Xe	4,7	9,3	2	1

Tableau V.2. Ions lourds qui peuvent être accélérés au TSL [181].

Les neutrons QMN sont produits par l'interaction des protons avec une cible de ${}^7\text{Li}$ enrichi à 99,99 %, tandis que les neutrons ANITA sont produits avec une cible en tungstène. Nous allons nous intéresser dans les sections suivantes à la production des neutrons QMN, avec lesquels nous avons effectué des tests expérimentaux dans le but de valider de la réponse du détecteur WENDI-2.

V.3. Neutrons quasi-monoénergétiques du TSL

V. 3.1. Production des neutrons quasi-monoénergétiques au TSL

Au TSL, les faisceaux de neutrons QMN sont produits à partir de la réaction nucléaire ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ où un faisceau de protons accélérés dans le cyclotron jusqu'à une énergie comprise entre 25 et 180 MeV bombarde une cible de lithium enrichi à 99,99 %. Les cibles utilisées sont de $20 \times 32 \text{ mm}^2$ et d'épaisseurs variables de 2 à 24 mm selon les énergies des protons incidents. L'énergie du pic de haute énergie de neutrons produits est comprise entre 22 et 175 MeV [188]. Le tableau V.3 donne les caractéristiques du faisceau de neutrons QMN produit au TSL.

La réaction de production de neutrons	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$
Cible	Matière : ${}^7\text{Li}$ enrichi à 99,9 %
	Épaisseur [mm] : 2-24
Energies standards disponibles [MeV]	22, 47, 59, 65, 75, 88, 95, 110, 143, 160, 175
Flux maximale de neutrons dans le pic des hautes energies	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$ neutron/cm ² /s
Diamètre du faisceau [cm]	1 - 80
Forme du faisceau	circulaire, carrée (autre forme à la demande)
Uniformité du faisceau	±5%
Espace utilisateur disponible dans la salle d'irradiation	15 m de long, 3 m de large

Tableau V.3. Caractéristiques du faisceau de neutrons QMN produits au TSL [181].

Les neutrons produits vers l'avant passent dans un système composé de plusieurs collimateurs en fer avant d'atteindre la salle d'expérimentation à une distance d'environ 311 cm de la cible de ${}^7\text{Li}$. Les protons résiduels quant à eux sont déviés de la direction avant au moyen d'un champ magnétique et dirigés vers une décharge de faisceau (beam dump) d'une longueur de 8 m constituée de graphite refroidi à l'eau.

La taille et la forme du faisceau de neutrons pour leur utilisation dans des tests d'irradiations sont obtenues au moyen des collimateurs en fer, de forme et de la taille de l'ouverture variable selon les besoins de l'utilisateur. La forme circulaire (Figure V.3) est la plus utilisée, avec des tailles variant entre 0,1 à 25 cm de diamètre. Cependant pour certaines expériences, des collimateurs de forme plus complexe peuvent être conçus sur demande. La figure V.3. montre un photo de l'ouverture du bloc de collimation du faisceau en fer (à gauche), ainsi que différentes tailles de collimateurs qui peuvent être utilisées selon la taille du faisceau d'irradiation voulue (à droite).



Figure V.3. L'ouverture du bloc de collimation du faisceau en fer à gauche, et à droite, différentes tailles de collimateurs qui peuvent être utilisés selon la taille du faisceau d'irradiation demandée [photo du TSL].

V.3.2. Mesure du flux neutronique dans la salle d'expérimentation au TSL

La mesure du flux neutronique au TSL est effectuée à l'aide d'un détecteur à fission utilisant deux compteurs de types TFBC (Thin Film Breakdown Counter), ainsi qu'une chambre à fission (ICM: Ion Chamber Monitor) [182, 183]. Les deux moniteurs de neutrons (TFBC) and (ICM) sont basés sur la fission d' ^{238}U comme on va le voir dans les sections suivantes. Le flux est également mesuré de façon indirecte par l'intégration du courant de protons collectés dans le "Beam dump". Le principe de ce dernier moniteur est que lorsque la particule incidente heurte la surface "détecteur à dynode", des électrons sont émis constituant ensuite un courant qui est

amplifié pour être enregistré. La figure V.4 montre la chambre à fission, ainsi que le compteur TFBC montés à la sortie du collimateur sur la ligne D (voir figure V.1) pour la mesure du flux des neutrons d'irradiation dans le Blue-hall.

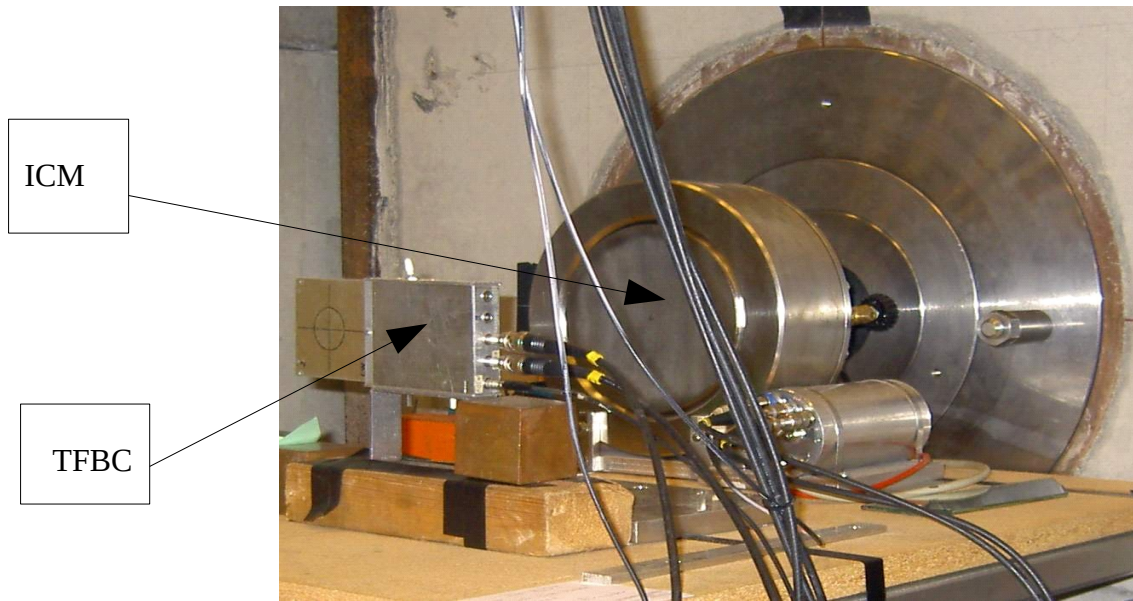


Figure V.4. Système de monitoring du flux des neutrons au TSL [photo du TSL].

V.3.2.1. Le moniteur TFBC

Les compteurs de type TFBC (Thin Film Break-down Counters) sont des condensateurs à semi-conducteurs d'oxyde métallique auxquels on applique une tension. Comme le montre la figure V.5, ils sont constitués d'une mince couche de SiO_2 placée entre une couche épaisse de Si et d'une électrode métallique (Al) très mince toutes soumises à une tension. Les TFBC sont sensibles aux décharges électriques : lorsqu'une particule chargée lourde frappe le TFBC, une telle décharge se produit entre la couche de silicium et d'aluminium qui crée une impulsion électrique qui peut être mesurée. Le TFBC a été utilisé pour la première fois dans la détection des radiations par Tommasino et al. en 1975 [189]. Ils sont souvent utilisés avec un matériau cible fissile monté en face de la surface sensible (figure V.6). Pour la détection des neutrons, ces derniers peuvent induire une fission dans le matériau fissile, ce qui fait que l'un des produits de fission peut frapper la surface sensible du TFBC et créer une impulsion. La figure V.5 montre le schéma de fonctionnement d'un

compteur type TFBC. Le matériau fissile n'est cependant pas représenté. Les TFBC ont été utilisés dans de nombreux cas pour caractériser les champs de neutrons [183, 190, 191]. Les compteurs TFBC ont l'avantage d'être insensibles au bruit de fond et aux rayonnements gamma. Ils ont également une stabilité à long terme dans des conditions d'irradiation extrême. C'est pour cela qu'ils sont beaucoup utilisés dans des expériences sur les réacteurs nucléaires ainsi que les accélérateurs [191].

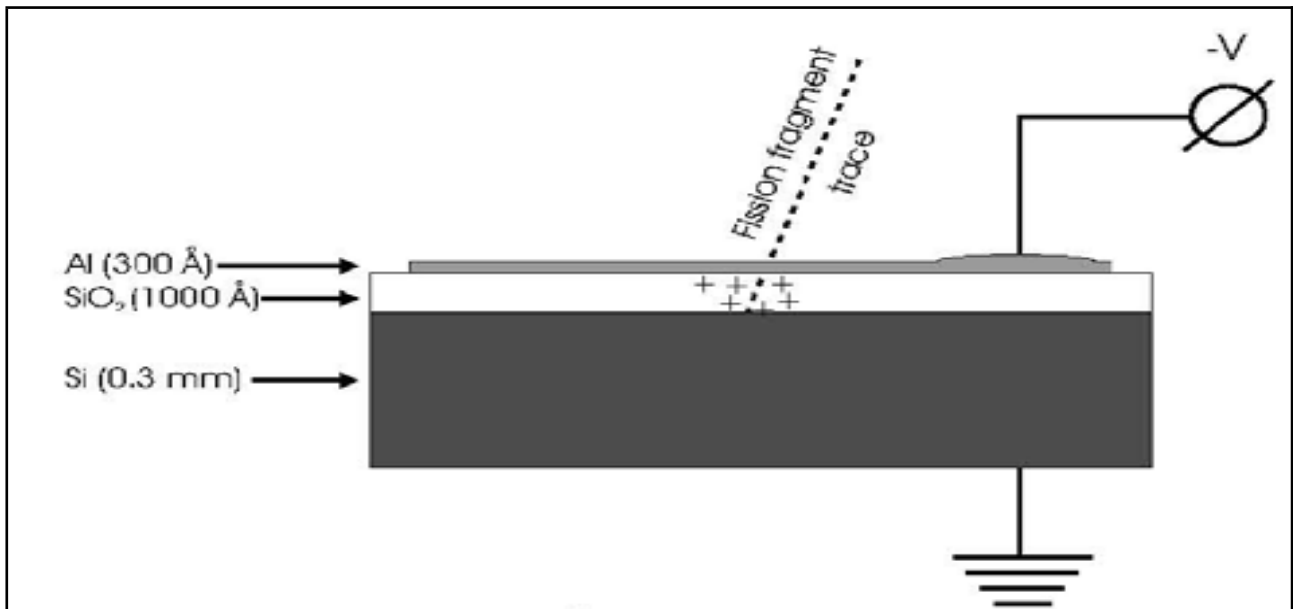


Figure V.5. Le schéma d'un TFBC et son principe de fonctionnement [192].

Le moniteur TFBC du TSL fonctionne selon le principe de détection basé sur la fission de l'uranium naturel (^{238}U). Elle consiste en un détecteur proportionnel qui est recouvert à sa face interne de matière fissile. Ce moniteur utilise deux compteurs proportionnels de types TFBC et une cible d'uranium naturel mince à double faces. Comme le montre la vue schématique sur la figure V.6, les compteurs sont placés des deux côtés d'une cible d'uranium à double face. Le faisceau de neutrons incidents induit des fissions rapides des noyaux d' ^{238}U de la cible. Les fragments de fission sont ensuite proportionnellement détectés par les TFBC grâce à leur trace d'ionisations qui provoque une décharge électrique du condensateur. Le dispositif est monté sur la ligne du faisceau de neutrons à une distance d'environ 340-350 cm de la cible (^7Li) de production des neutrons QMN, mais cette distance peut varier selon les irradiations [193].

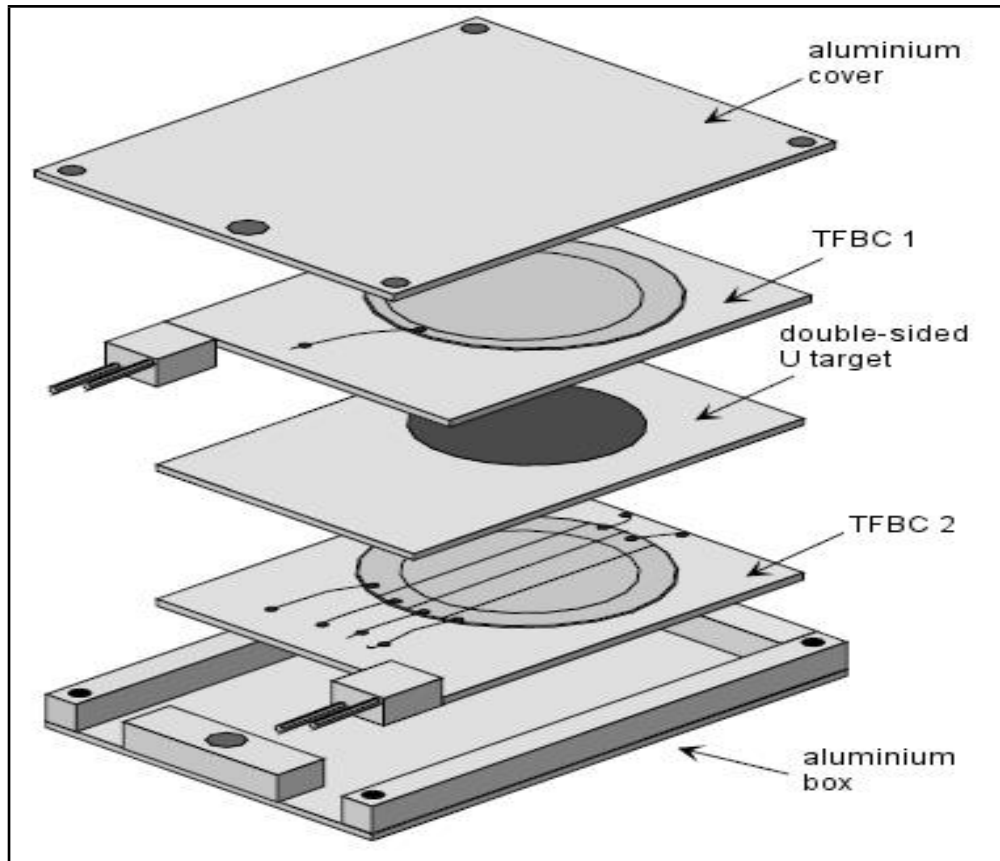


Figure V.6. Le compteur type TFBC pour le monitoring des neutrons au centre de TSL [193].

V.3.2.2. Calibration du moniteur TFBC

Différents modes de calibration peuvent être utilisés pour le cas d'un compteur de type TFBC. Dans cette partie, nous allons détailler la méthode pratiquée au TSL d'Uppsala. Cette calibration consiste en la détermination d'un facteur de fluence $F_{(TFBC)}$ qui avec l'indication du compteur TFBC permet de calculer la valeur réelle de la fluence. Ce facteur est donné par l'expression :

$$F_{(TFBC)} = \frac{1}{S_{no}} \quad [V.1]$$

où S_{no} est la sensibilité du moniteur aux neutrons du pic de haute énergie. Elle est déterminée par l'équation V.2 pour le cas d'un détecteur TFBC à simple face, où ce dernier est disposé à l'avant de l'échantillon fissile par rapport à la direction du faisceau des neutrons incidents (source-échantillon-TFBC) [194]:

$$S_{n0} = \frac{N_{rf}}{j_{pic}} = \frac{\sigma_{nf}(E_{n0}) p \epsilon_{nf0} S_{TFBC}}{k_{pic} k_{anis} k_{LMT0}} \quad [V.2]$$

où

- l'indice "0" indique que le TFBC est disposé devant la cible fissile dans la direction du faisceau incident ;
- N_{rf} est le taux de comptage de fragments de fission ;
- j_{pic} est la densité du flux des neutrons du pic de haute énergie calculée par rapport à la surface de la cible fissile ;
- $\sigma_{nf}(E_{n0})$ est la section efficace de fission de l'uranium ^{238}U pour l'énergie E_0 du pic de neutrons de haute énergie;
- ϵ_{nf0} est l'efficacité de détection du TFBC pour des fragments de fission induits par les neutrons incidents;
- p_0 le nombre de noyaux d'uranium par cm^2 dans la couche de la matière fissile,
- S_{TFBC} est la surface sensible du détecteur TFBC;
- k_{pic} est la fraction de fragments de fission induit par les neutrons du pic de haute énergie;
- k_{anis} est la constante de correction de l'anisotropie angulaire dans l'émission des fragments de fission;
- k_{LMT0} est la constante de correction du moment linéaire transférée par un neutron incident au noyau de fission.

L'expression V.2 est valable si la surface sensible du détecteur (TFBC) est inférieure ou égale à celle de la couche de la matière fissile [191]. Cette condition est satisfaite pour le cas du moniteur utilisé au TSL. Dans l'expression V.2, E_{n0} se calcule en utilisant la formule suivante :

$$E_{n0} = E_p - |Q| - \Delta \frac{E}{2} \quad [V.3]$$

où E_p est l'énergie cinétique des protons incidents d'irradiation de la cible produits par l'accélérateur, $Q = -1,64 \text{ MeV}$ est le gain d'énergie dans la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ [195], et ΔE représente la perte d'énergie des protons dans la cible. Les valeurs E_p sont régulièrement déterminées par le personnel du TSL en utilisant la technique de temps

de vol (TOF) [196]. La perte en énergie ΔE dans la cible est obtenue à partir des calculs du code SRIM [197].

Puisque les TFBCs détectent les neutrons par la fission d'un matériau cible, le nombre d'impulsions détectées dépend non seulement du nombre de neutrons incidents, mais également de la probabilité que ces neutrons induisent la fission. L'efficacité de détection (ϵ_{nf0}) du TFBC pour des fragments de fission est déterminée en utilisant une source de fission spontanée dont l'activité est connue. La source utilisée au TSL est le ^{252}Cf . Cette source se désintègre en particules alpha et par fission spontanée, avec le rapport $\alpha/\text{fs} \approx 31$ [198]. Cependant, le TFBC n'est pas sensible aux ions légers tels que les particules alpha [191].

La procédure consiste à remplacer la couche de ^{238}U du moniteur par un mélange de ^{238}U et ^{252}Cf dont l'activité de fission spontanée est connue et on détermine l'efficacité de détection du moniteur. Elle est donnée par :

$$\epsilon_{sf} = \frac{N_{sf}}{a_{sf} S_{TFBC}} \quad [\text{V.4}]$$

N_{sf} est le taux de comptage de fragments de fission et a_{sf} l'activité de la source (fission spontanée) de l'échantillon de ^{252}Cf par unité de surface. L'équation V.4 est valable si la surface sensible du moniteur est inférieure à celle de la source de fission spontanée ($S_{TFBC} \leq S_{Cf}$).

Des études expérimentales [192] sur l'efficacité de détection du TFBC ont montré que l'efficacité de détection ϵ_{nf0} des fragments de fission induits dans une couche de ^{238}U d'épaisseur inférieure à $0,1 \text{ mg/cm}^2$ est la même que l'efficacité de détection ϵ_{sf} des fragments de fission spontanée produit par un échantillon d'étalonnage constitué d'un mélange $^{238}\text{U} + ^{252}\text{Cf}$ d'épaisseur de $0,5 \text{ mg/cm}^2$:

$$\epsilon_{nf0} = \epsilon_{sf} \quad [\text{V.5}]$$

Pour les échantillons d' ^{238}U plus épais, un facteur de correction k_ϵ doit être appliqué :

$$\epsilon_{nf0} = \epsilon_{sf} k_\epsilon \quad [\text{V.6}]$$

où $k_\epsilon \leq 1$.

La figure V.7 montre les résultats expérimentaux de la valeur de k_ϵ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d'étalonnage.

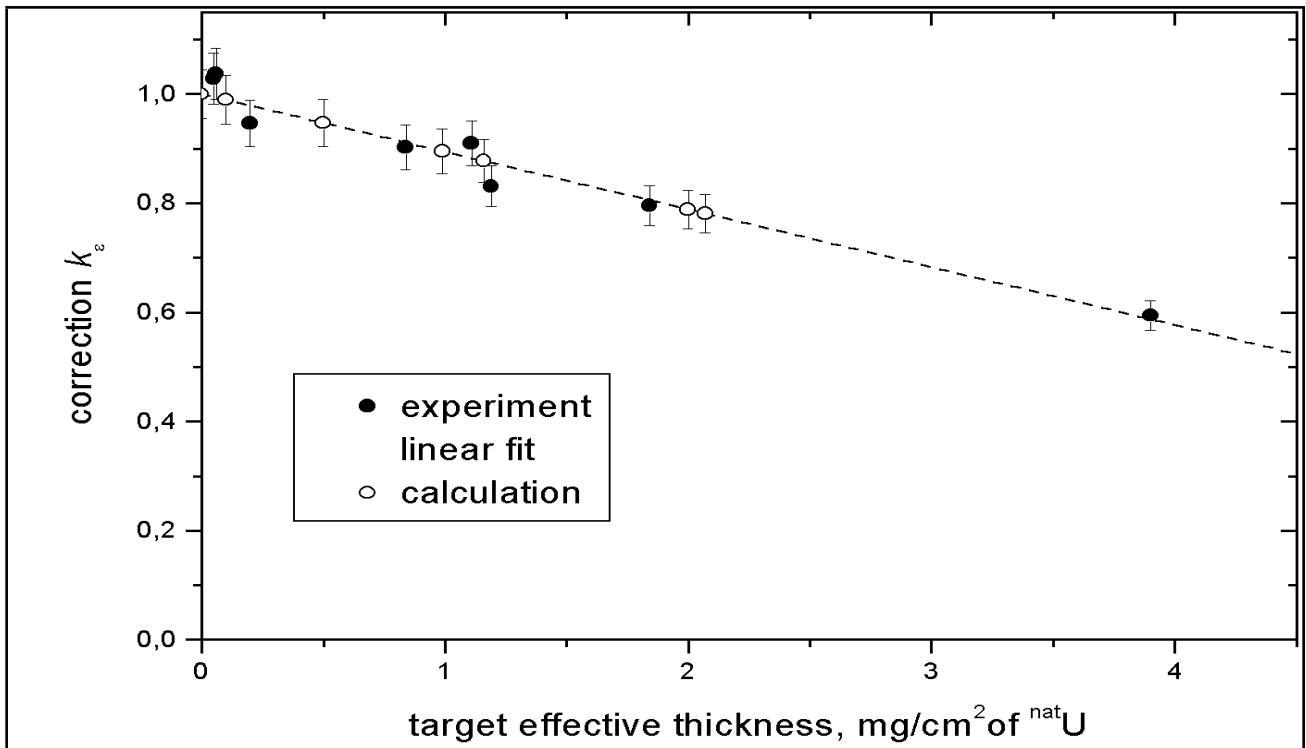


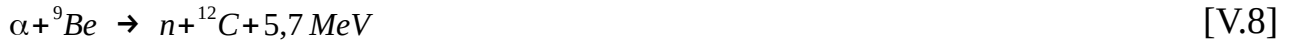
Figure V7. La correction k_ϵ à appliquer pour le calcul de ϵ_{nf0} en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de l'uranium naturel ^{238}U [194].

En combinant les expressions V.2, 4 & 6, on obtient l'expression V.7 de la sensibilité du moniteur TFBC aux neutrons du pic de haute énergie qui permet de calculer le facteur d'étalonnage F_{TFBC} :

$$S_{n0} = \frac{N_{sf} \sigma_{nf}(E_{n0}) p k_\epsilon}{a_{sf} k_{pic} k_{anis} k_{LMT0}} \quad [\text{V.7}]$$

La procédure précédente nécessite le démontage du moniteur pour chaque calibration, qui si elle est appliquée fréquemment risquerait d'endommager le détecteur. Par

conséquent, une seconde méthode utilisant une source (^{239}Pu -Be) externe de neutrons basée sur la réaction (α, n) est utilisée fréquemment au TSL :



Avec ^{239}Pu comme source de particules α dans le mélange ^{239}Pu -Be.

Le taux de comptage de fragments de fission induits par des neutrons émis par la source Pu-Be dans l'échantillon d' ^{238}U (matière fissile du TFBC) est donné par :

$$N_{PuBe} = p \epsilon_{nf0} B S_{TFBC} \quad [\text{V.9}]$$

La constante B est déterminée en combinant la calibration du moniteur avec l'échantillon $^{238}\text{U} + ^{252}\text{Cf}$ et la source Pu-Be [194]. Des expressions V.4, 6 et 9, on trouve :

$$B = \frac{N_{PuBe} a_{sf}}{p k_{\epsilon} N_{sf}} \quad [\text{V.10}]$$

Les expressions V.4 et V.9 permettent de déterminer la sensibilité du moniteur S_{n0} de manière suivante:

$$S_{n0} = \frac{N_{PuBe} \sigma_{nf}(E_{n0})}{B k_{pic} k_{anis} k_{LMT0}} \quad [\text{V.11}]$$

L'expression V.11 est applicable pour un simple TFBC disposé à l'avant de l'échantillon fissile d' ^{238}U par rapport à la direction du faisceau des neutrons incident. Or, le moniteur utilisé au TSL est composé de deux compteurs proportionnels type TFBC, entre lesquels est disposé de part et d'autres de leur surface sensible un échantillon d'uranium naturel. Vu de l'échantillon de fission à partir de la source des neutrons, ces compteurs se trouvent à 0° et 180° .

L'expression V.4 pour le compteur du TSL (figure V.6) change de forme et devient :

$$S_{n0} = \frac{\sigma_{nf}(E_{n0}) S_{TFBC}}{k_{pic} k_{anis}} \left(\frac{p_0 \epsilon_{nf0}}{k_{LMT0}} + \frac{p_{180} \epsilon_{nf180}}{k_{LMT180}} \right) \quad [\text{V.12}]$$

Il a été constaté que dans la mesure où les valeurs des efficacités de détection des deux TFBCs et les épaisseurs des cibles fissiles sont proches les unes des autres, les constantes de correction k_{LM0} et k_{LMT180} se compensent mutuellement et peuvent être ignorées [194], ce qui simplifie l'expression V.12 de la sensibilité S_{n0} du moniteur de la manière suivante :

$$S_{n0} = \frac{\sigma_{nf}(E_{n0})S_{TFBC}}{k_{pic}k_{anis}}(p_0 + p_{180})\left(\frac{\epsilon_{nf0} + \epsilon_{nf180}}{2}\right) \quad [V.13]$$

Les indices "o" et "180" indiquent la position du TFBC par rapport à l'échantillon fissile dans la direction du faisceau incident. Les fragments de fission qui passent à travers la surface sensible du TFBC₁₈₀ (position par rapport à l'échantillon fissile) sont lent comparativement à ceux du TFBC₀. Ceci implique une diminution de l'efficacité de détection du TFBC₁₈₀, car beaucoup de ces fragments transfèrent dans la couche sensible une énergie en dessous du seuil de détection du détecteur. On applique alors une constante de correction k_{180} pour tenir compte de cette diminution de l'efficacité de la TFBC₁₈₀ [194]:

$$k_{180} = \frac{\epsilon_{nf0} + \epsilon_{nf180}}{2\epsilon_{nf0}} = \frac{1 + \epsilon_{nf180}/\epsilon_{nf0}}{2} \quad [V.14]$$

Le rapport $\epsilon_{nf180}/\epsilon_{nf0}$ a été étudié expérimentalement pour différents TFBC, en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de la matière fissile et l'énergie du pic (E_{n0}) des neutrons incidents. En tenant Compte de la constante k_{180} , l'expression V.13 de l'efficacité de détection pour le cas d'usage d'une source de ²⁵²Cf devient:

$$S_{n0} = \frac{\sigma_{nf}(E_{n0})S_{TFBC}}{k_{pic}K_{anis}}k_{180}\epsilon_{nf180}(p_0 + p_{180}) \quad [V.15]$$

En tenant compte de la constante k_{180} et l'expression V.9, nous obtenons l'expression de calibration du moniteur avec une source externe de Pu-Be pour le cas du TFBC à double face :

$$S_{n0} = \frac{N_{PuBe} \sigma_{nf}(E_{n0}) k_{180}}{k_{pic} K_{anis} B} \quad [V.16]$$

Où cette fois, N_{PuBe} est le taux de comptage des fragments de fission induits par les neutrons émis par une source externe de Pu-Be dans la cible de matière fissile d' ^{238}U détectés par les TFBC_{0&180}.

V.3.2.3. Chambre à fission (ICM)

Au TSL, le système TFBC pour le monitoring du flux des neutrons est complété par une chambre à fission (ICM) qui n'est autre qu'une chambre d'ionisation dans laquelle est placé un dépôt fissile. Une chambre d'ionisation est un détecteur à gaz, composé d'électrodes métalliques, sur lesquelles on applique une différence de potentiel. L'espace entre les électrodes est constitué d'un gaz. Le principe de fonctionnement se base sur l'ionisation du gaz, et sous l'effet du champ électrique, les produits d'ionisations dérivent vers les électrodes. La tension appliquée aux électrodes pour les détecteurs gazeux dépend du mode de fonctionnement. Pour les chambres d'ionisation, on applique une tension suffisante pour éviter la recombinaison des ions. Les chambres à fission fonctionnent sur le même principe qu'une chambre d'ionisation, à l'exception que les ionisations dans le gaz ne sont pas produits directement par les particules primaires incidentes (dans notre cas des neutrons).

Dans une chambre à fission, un neutron incident induit une fission dans la matière fissile, et les fragments de fission à leur tour ionisent le gaz. Grâce à un champ électrique appliqué entre les électrodes, les paires d'ions positifs et d'électrons ainsi créés dans le gaz sont accélérées vers les électrodes. On obtient un signal qui reflète la charge totale d'ionisation. Le signal détecté n'est pas utilisé pour déterminer l'énergie du neutron incident, il est utilisé comme une information binaire permettant de savoir si une particule a été détectée ou non (flux). La technique utilisée pour le cas de la détermination des spectres (énergie) est celle du temps de vol (TOF) qui n'est pas expliquée ici. L'efficacité de la détection dépend de la section efficace de fission $\sigma_f(E)$ de la matière fissile à l'énergie du neutron incident. Pour le cas de la chambre de fission du TSL le dépôt fissile utilise de l' ^{238}U .

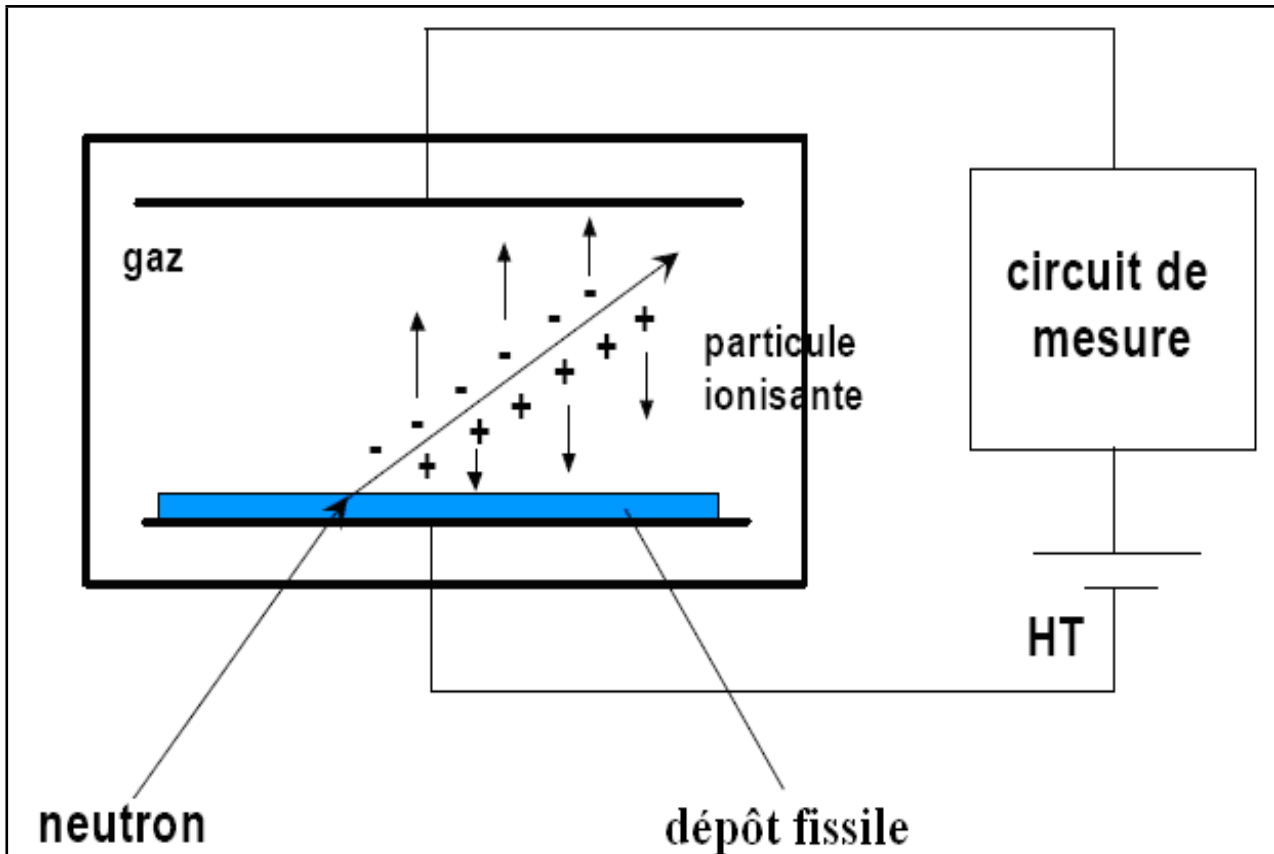


Figure V.8. Schéma de principe de fonctionnement pour la détection des neutrons par une chambre à fission, qui est un cas typique d'une chambre d'ionisation [199]. Le neutron incident va induire une fission sur le dépôt fissile. Le passage des fragments de fission ionise le gaz et crée des paires de charges. Ces charges migrent vers les électrodes et créent un signal électrique.

Le tableau V.4 détaille les caractéristiques de la chambre du TSL. Le gaz du détecteur est un mélange appelé P-10 qui est constitué de 90 % d'argon (Ar) et de 10 % de méthane (CH₄) maintenu sous une pression atmosphérique. La matière fissile est de l'Octaoxyde de triuranium (U₃O₈). Elle est constituée de six cathodes connectées à l'enceinte du détecteur et de cinq anodes reliés à un préamplificateur de charge. La matière fissile est déposée sur chaque côté de la cathode.

Matière fissile	octoxyde de triuranium: U_3O_8
Diamètre de la matière fissile	7,0 cm
Masse de l' ^{238}U	192 ± 6 mg
Distance entre les électrodes	5 mm
Gaz	P-10 qui est un mélange de 90 % Ar et 10 % de CH_4 à la pression atmosphérique
Seuil d'impulsion recommandé	180 mV
Tension de polarisation du détecteur recommandée	+160 V

Tableau V.4. Les caractéristiques de la chambre à fission du TSL [193].

Au TSL, la chambre à fission est beaucoup plus utilisée pour les mesures du flux neutronique, car elle est stable avec un taux de comptage de 10 à 100 fois supérieur à celui de TFBC [193].

V.3.2.4. Mesure du flux de neutrons par le moniteur intégrateur de courant (BD)

Outre les deux détecteurs détaillés dans les sections précédentes, le flux neutronique au TSL est également mesuré d'une façon indirecte par l'intégration du courant de protons collectés dans une enceinte qui fonctionne comme une cage de faraday (beam dump). Pour rappel, ce sont les protons qui produisent les neutrons lors de leur passage à travers la cible de 7Li enrichi à 99,99 %. Les neutrons produits vers l'avant passent par le système composé de plusieurs collimateurs en fer pour atteindre la salle d'expérimentation, tandis que les protons résiduels sont déviés à 45° de la direction par champ magnétique (voir figure V.1) pour être dirigés vers une décharge de faisceau (beam dump) constituée de graphite refroidi à l'eau.

Cette enceinte est connectée à un intégrateur de courant. Le courant produit lorsque les protons frappent la surface est amplifié pour produire des impulsions pouvant être mesurées. Le taux de comptage est proportionnel au courant des protons qui arrivent à la décharge du faisceau, qui lui-même est proportionnel au flux de neutrons à une condition que l'efficacité de détection de la cage reste constante.

V.3.2.5. Calibration de la chambre à fission (ICM) et du moniteur intégrateur de courant (BD)

Il faut savoir que l'expression $F_{(TFBC)} = 1/S_{n0}$ donne le facteur de fluence F_{TFBC} à la position L_{TFBC} du moniteur qui est placé à une distance d'environ 330 cm de la source des neutrons. Au cours de la calibration, on détermine ce facteur à une position de référence par l'expression :

$$F_{TFBCréf} = F_{TFBC} \left(\frac{L_{TFBC}}{L_{réf}} \right)^2 \quad [V.17]$$

La calibration de la chambre à fission, ainsi que le moniteur intégrateur de courant se font à partir du moniteur TFBC déjà calibré. Pour cela, on lance le faisceau pendant une période suffisamment longue, et on enregistre alors le nombre de coups détectés par les trois moniteurs.

Les facteurs de fluence pour ICM et le moniteur intégrateur de courant (cage de Faraday) sont alors obtenus par :

$$F_{ICMréf} = F_{TFBCréf} \frac{N_{TFBC}}{N_{ICM}} \quad [V.18]$$

$$F_{Dumpréf} = F_{TFBCréf} \frac{N_{TFBC}}{N_{Dump}} \quad [V.19]$$

N_{TFBC} , N_{ICM} , et N_{Dump} , sont le nombre de coups accumulés durant l'irradiation par un faisceau de calibration respectivement par le moniteur TFBC, ICM et la cage de Faraday.

On obtient finalement, les fluences neutronique Φ_n à la position de référence pour la chambre à fission et le moniteur intégrateur de courant (BD), en multipliant les indications N (nombres de coups) mesurées par ces moniteurs et leurs facteurs de fluence respectifs :

$$\Phi_n [\text{cm}^{-2}] = F_{ICMréf} \times N_{ICM} \quad [V.20]$$

$$\Phi_n [\text{cm}^{-2}] = F_{\text{dumpréf}} \times (N_{\text{Dump}} - N_{\text{bdf}}) \quad [\text{V.21}]$$

N_{bdf} est le nombre de coups du bruit de fond du moniteur intégrateur de courant durant toute la durée d'irradiation T_{ir} tel que :

$$N_{\text{bdf}} = r_{\text{bdf}} \times T_{\text{ir}}, \quad [\text{V.22}]$$

r_{bdf} est le taux de bruit de fond mesuré dans la cage de Faraday,

F_{Dump} et F_{ICM} sont déterminés régulièrement pour chaque énergie des neutrons par le personnel du TSL. Le tableau V.5 montre les valeurs des facteurs de fluence pour la calibration des moniteurs avant nos campagnes de mesures. Ici les facteurs pour la chambre à fission et le moniteur intégrateur de courant (BD) sont mentionnés, car seuls ces deux moniteurs ont été utilisés pour la détermination du flux neutronique durant nos mesures.

Energie nominale des protons [MeV]	180	100	25
Energie Pic E_n des neutrons [MeV]	173,4	93,1	21,8
$F_{\text{DUMP}} [\text{cm}^{-2}]$	4,30	$7,30 \times 10^{-1}$	$1,11 \times 10^1$
$F_{\text{ICM}} [\text{cm}^{-2}]$	$7,20 \times 10^1$	$5,83 \times 10^1$	$1,12 \times 10^2$
$r_{\text{bdf}} [\text{s}^{-1}]$	10,1	2,72	-

Tableau V.5. Facteurs de fluence de la chambre à fission et du moniteur intégrateur du courant du TSL, et le taux de bruit de fond pour les trois énergies utilisées dans cette étude.

Les fluences obtenues de cette manière concernent le pic de haute énergie dans le spectre des neutrons pour une distance de référence. Une loi en $1/d^2$ est utilisée pour le calcul de la fluence à d'autres positions le long de la ligne du faisceau. La fluence totale sur tout le spectre est calculée en utilisant un facteur k_{pic} qui correspond à la fraction de neutrons du pic de haute énergie dans le spectre.

V.4. Mesures expérimentales de validation du détecteur WENDI-2 dans un faisceau de neutrons QMN

V.4.1. Irradiation du WENDI-2

Dans la présente expérience, l'irradiation du détecteur WENDI-2 a été effectuée avec trois énergies de neutrons QMN. Les énergies moyennes des pics de neutrons utilisées étaient respectivement de 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV. Ces neutrons sont produits à partir de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ avec différentes énergies de protons et épaisseurs des cibles de Lithium comme le montre le tableau V.6. Le détecteur a été irradié sur différentes positions dans la salle d'expérimentation. Il a d'abord été irradié sur l'axe central du faisceau (ACF) aux positions 1 & 7 (figure V.9), puis dans la zone de faible fluence appelée pénombre géométrique (position 2) et de transmission (position 3) et quasiment en dehors du faisceau (position 4, 5, 6 et 8). La taille du faisceau était de 25 cm à la position 1 qui est la position de référence UAP (pour User Actual Position en anglais) pour nos mesures. Cette position est située à 9,5 m de la source des neutrons. La forme et la taille du faisceau étaient définies par un collimateur circulaire d'un diamètre de 10,2 cm (Tableau V.6), ce qui nous permet d'irradier tout le détecteur à la position de référence.

Energie nominale des protons mesurée [MeV]	$177,8 \pm 1,0$	$96,3 \pm 0,4$	$24,6 \pm 0,05$
Épaisseur de la cible de ${}^7\text{Li}$ [mm]	23,5	8,5	2
Forme du collimateur des neutrons	cylindrique		
Diamètre du collimateur [cm]	10,2		

Tableau V.6. L'énergie du faisceau de protons, l'épaisseur de la cible de ${}^7\text{Li}$ et la forme du faisceau de neutrons quasi-monoénergétiques utilisés pour nos irradiations.

Dans le but d'évaluer l'influence des faibles énergies sur la réponse du WENDI-2, nous avons également effectué des tests d'irradiation avec les énergies de neutrons de 93,1 MeV et 173,4 MeV à la position de référence en intercalant des plaques de polyéthylène entre la source et le détecteur dans le but d'éliminer les faibles énergies et durcir le faisceau. Pour l'énergie de 93,1 MeV une plaque de 30 cm d'épaisseur a été utilisée, alors que pour l'énergie de 173,4 MeV, nous avons irradié le détecteur en intercalant une plaque de 30 cm ou de 50 cm d'épaisseur. La figure V.9 et le tableau

V.7 montrent respectivement les différentes positions du détecteur durant l'irradiation et leur description.

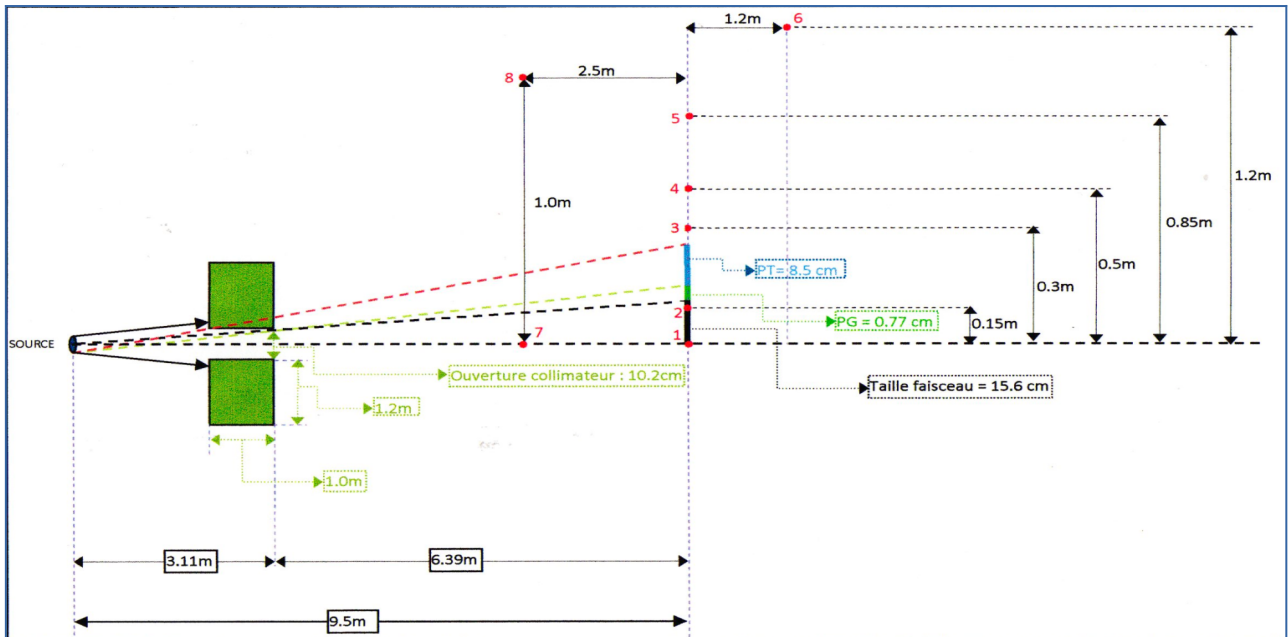


Figure V.9. La géométrie du faisceau et les différentes positions d'irradiation du détecteur (point rouge). Les dimensions sur l'ACF, ainsi que l'écartement latéral sur celle-ci ne sont pas mises à l'échelle.

La figure V.10 représente une photo prise au cours des mesures dans l'espace utilisateur du "Bleu-Hall" pour l'irradiation avec le faisceau neutrons.



Figure V.10. Positionnement des plaques de polyéthylène (à gauche), l'irradiation du WENDI-2 sur l'ACF sans plaques de polyéthylène (à droite).

Position n°	Position le long de l'ACF (m)	Position par rapport à l'axe (cm)
1	9,5	0
2	9,5	15
3	9,5	30
4	9,5	50
5	9,5	85
6	11	120
7	7	0

Tableau V.7. Description des positions de mesures pour l'irradiation de WENDI-2 dans le Blue-Hall.

V.4.2. Simulations avec GEANT4

V.4.2.1. Configuration de la simulation

La configuration de la géométrie utilisée dans les simulations pour cette partie de ce travail reflète d'une façon très approximative celle de la salle d'irradiation pour les mesures expérimentales. Pour l'évaluation de la réponse du WENDI-2 la méthode reste la même que celle utilisée au quatrième chapitre.

Malgré que Prokofiev et al. [182] ont jugé négligeable l'influence des diffusions par les murs lors des calculs des spectres sur l'axe du faisceau, la réponse du détecteur lors des mesures expérimentales, lorsque le WENDI-2 est en dehors du faisceau suggère qu'il ne faut pas négliger cette influence, surtout que cette réponse ne vient pas du bruit de fond qui a été évalué avant chaque mesure et qui était presque nul. Nos simulations ont donc été effectuées en tenant compte des installations de la salle d'irradiation. Cependant, la prise en compte de la géométrie de la salle d'irradiation ralentie d'une façon significative le temps d'irradiation, ce qui nous aurait obligés à limiter le nombre d'événements pris en compte lors de nos simulations. Par contre, vu le temps qui est disponible pour un "run" sur le Cluster IIHE (ULB-VUB), on n'a pas eu besoin de recourir aux techniques de réduction de variance, ainsi qu'à la coupure en énergie pour simuler le maximum d'événements par "run" : 2.147.483.647 (deux

milliards cent quarante-sept millions quatre cent quatre-vingt-trois mille six cent quarante-sept) pour GEANT4 (fonctionnant sur une représentation de 32 bits).

Un cluster ou “grappe de serveurs”, est un ensemble de serveurs indépendants qui fonctionnent comme un seul système. Les avantages d’un cluster sont nombreux, il offre une disponibilité élevée, une répartition de la charge et permet des calculs parallèles, avec des performances qui permet de dépasser les capacités d’un simple ordinateur. Le cluster de l’IIHE est un ensemble de machines [200]: interfaces utilisateur, élément informatique, nœuds de calcul, éléments de stockage. L’interface utilisateur sert à accueillir les connexions des utilisateurs et à compiler les codes de calcul (GEANT4 pour notre cas). L’élément informatique est le cerveau du système, il gère tous les travaux soumis et les envoie aux nœuds de calcul. Ces derniers peuvent exécuter plusieurs travaux en parallèle et renvoient les résultats des calculs vers l’élément informatique. Les travaux en parallèle permettent de réaliser le plus grand nombre d’opérations en un temps le plus court possible. Au cours des simulations pour ce travail, le cluster de l’IIHE permettait d’utiliser 400 nœuds en parallèles. Les simulations ont été effectuées sur la totalité des nœuds, en tenant à ce que chaque nœud utilise sa propre graine aléatoire pour générer des nombres pseudo-aléatoires de simulation différents.

V.4.2.2. Modélisation de la salle d'irradiation et du détecteur

En imaginant que les éléments de la salle d'irradiation peuvent contribuer à la génération des neutrons secondaires détectables par le WENDI-2, dans nos simulations, la géométrie de la salle d'irradiation (B-H) a été modélisée dans le but de s'approcher des conditions réelles des tests expérimentaux. Les murs, sol, plafond et tout autre dispositif de la salle ont été modélisés en suivant les plans fournis par le personnel du TSL. Tous les paramètres d'irradiation ont été pris en compte tels que l'ouverture du collimateur, les dimensions et la composition des différents murs en béton.

La figure V.11 montre la modélisation de la salle d'irradiation accompagnée des photos prises lors des tests. La géométrie du WENDI-2 et les plaques en polyéthylène de durcissement du faisceau ont été également modélisées à l'intérieur de la géométrie de la salle d'irradiation dans le strict respect des conditions de mesures.

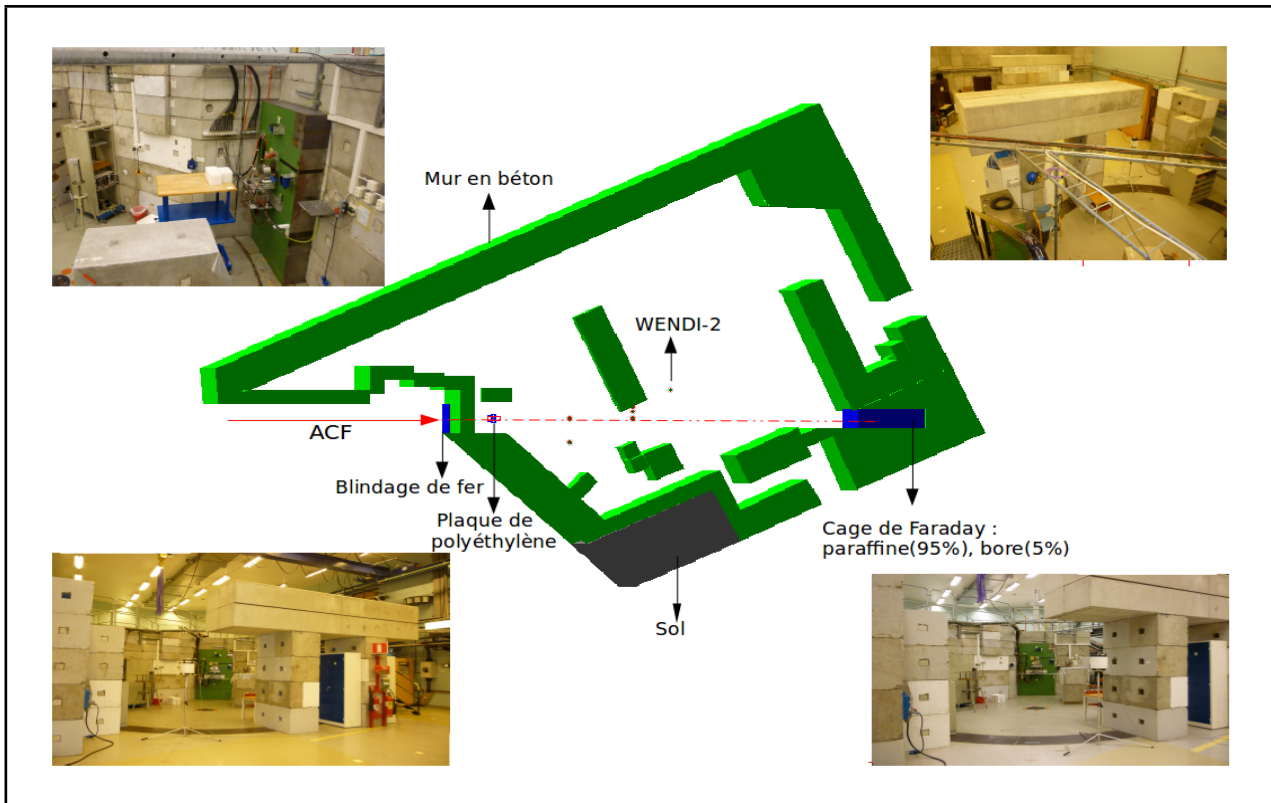


Figure V.11. Vue de dessus de la géométrie modélisée avec GEANT4 de salle d'irradiation (B-H) ainsi que des photos prises lors des mesures montrant le positionnement des plaques de polyéthylène (en haut à gauche), du détecteur WENDI-2 (en bas), le sol et le plafond ne sont pas représentés pour une bonne visualisation.

Dans cette modélisation, tous les murs en béton, ceux délimitant la salle d'irradiation pour les neutrons de la ligne D (figure V.1), les murs internes qui sont visibles sur la figure V.11, la décharge à faisceau, ainsi que le sol et le plafond en béton, non visibles sur la figure ont tous été modélisés dans nos simulations.

V.4.2.3. Matériaux pour la modélisation de la salle d'irradiation

La modélisation de la géométrie de la salle d'irradiation par le programme GEANT4 nécessite la connaissance des matériaux composant chaque élément, ainsi que leur densité. N'ayant pas toute la documentation nécessaire pour définir tous les matériaux constituant la salle d'irradiation, certains paramètres des éléments constitutifs de ces matériaux, en particulier la densité ont été tirés du site du "National Institute of

Standard's and Technology NIST" [201], et leur composition définie selon la littérature [202]. Le tableau V.8 montre la composition des matériaux de la construction de la géométrie du Blue Hall, ceux du détecteur WENDI-2 ont été définis au chapitre IV.

Matériaux	Masse volumique [g.cm ⁻³]	Eléments									
		H	O	Na	Mg	Al	Si	K	Fe	Ca	C
Béton	2,3	0	0,53	0,02	0	0,03	0,34	0,01	0,01	0,04	0,01
Sol	1,4	0,02	0,55	0,04	-	0,11	0,24	-	0,04	0,01	-

Tableau V.8. Composition des matériaux utilisés dans GEANT4 pour la modélisation de la géométrie de la salle d'irradiation.

V.4.2.4. La source de neutrons

Dans nos simulations, la source des neutrons a été définie en utilisant d'abord les spectres calculés par le personnel du TSL [Figure V.12, V.13 et V.14]. L'origine de la source des neutrons correspond à la position de la cible de ⁷Li utilisée dans la production du faisceau et se trouve à 9,5 m de la position de référence (UAP) des mesures. Ces spectres nous ont permis de définir la distribution spectrale en énergie de ces faisceaux pour les trois énergies de neutrons QMN, dont les moyennes des pics dans les hautes énergies correspondent à 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV.

En outre, dans le but de faire une comparaison des spectres fournis par TSL avec les simulations de GEANT4, nous avons déterminé les spectres par simulation avec ce logiciel en utilisant différents modèles physiques implémentés dans celui-ci. Nous avons également simulé les réponses du WENDI-2 à la position de référence en utilisant les spectres calculés par le programme afin de comparer les résultats obtenus avec les spectres fournis par le personnel du TSL. Sur cette même position de référence, une source monoénergétique de neutrons pour chacun des trois faisceaux de 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV d'énergie a été utilisée dans le but d'évaluer la contribution sur la réponse du WENDI-2 du continuum d'énergie inférieure au pic qui est distribué sur tout le spectre.

V.4.2.4.1. Spectres calculés par le personnel du TSL

Les figures V.12, V.13 et V.14 montrent les spectres calculés par le personnel du TSL pour les 3 faisceaux de neutrons QMN d'énergies moyennes des pics de 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV utilisés lors de nos mesures. Ces spectres ont été calculés à 0° (sur l'axe central du faisceau) pour des énergies incidentes de protons de 25 MeV, 100 MeV et 180 MeV, et sur des cibles de ${}^7\text{Li}$ enrichi (99,99 %) d'épaisseur de 2 mm, 8,5 mm et 23,5 mm respectivement.

Les spectres énergétiques des neutrons produits à partir de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ sont constitués d'un pic énergétique centré sur une énergie inférieure à celle des protons d'irradiation de la cible, ainsi qu'un fond continu d'énergie inférieure au pic distribué sur tout le spectre dû aux réactions de break-up des noyaux de ${}^7\text{Li}$. La fraction de fluence des neutrons dans le pic des hautes énergies représente $\sim 40\%$ de la fluence totale des neutrons produits, et elle correspond aux neutrons issus des réactions du niveau fondamental ainsi que l'état excité du ${}^7\text{Be}$. Les neutrons de faible énergie du spectre continu quant à eux, résultent des états hautement excité du ${}^7\text{Be}$, ainsi que des multiples diffusions des neutrons dans la cible.

La forme du pic du spectre dans les hautes énergies en terme de fluence par énergie est considérée comme rectangulaire, avec une largeur qui est égale à l'énergie perdue dans la cible par les protons incidents. Cette perte est calculée à l'aide du programme SRIM [197] en tenant compte de l'énergie moyenne des protons mesurée après l'irradiation et l'épaisseur de la cible. Ensuite, la valeur Q de la réaction de ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ainsi que la moitié de la valeur d'énergie des protons perdue dans la cible calculée par SRIM sont soustraites de l'énergie moyenne mesurée des protons d'irradiation de la cible pour déterminer le centre du pic dans les hautes énergies. Deux voies de réactions contribuent au pic de haute énergie : la réaction de l'état fondamental ${}^7\text{Li}(p,n_1)$ avec $Q_1 = -1,64$ MeV et la première réaction de l'état excité ${}^7\text{Li}(p,n_2)$ avec une énergie d'excitation $E^* = 0,43$ MeV, et la valeur $Q_2 = -2,07$ MeV. Au TSL pour le calcul du spectre, on fait l'hypothèse que ces deux voies de réaction sont équiprobables et que la valeur Q prise pour déterminer le centre du pic est la valeur moyenne de Q_1 & Q_2 ($Q = -1,855$ MeV).

Le continuum de faible énergie dans les spectres est calculé à partir des algorithmes de la littérature concernant la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Pour les protons de 25 MeV sur une cible de ${}^7\text{Li}$ de 2 mm d'épaisseur, les algorithmes de calcul proviennent de la

publication de S.G. Mashnik et al. [203] et pour l'énergie de 100 MeV et 180 MeV sur des cibles de ${}^7\text{Li}$ d'épaisseur de 8,5 mm et 23,5 mm respectivement, les algorithmes utilisés proviennent de la publication de A.V. Prokofiev, M.B. Chadwick et al. [204]. Ces spectres ont été obtenus sans tenir compte des neutrons diffusés dans les matériaux de l'installation. Ces diffusions ont été jugées négligeables par Prokofiev et al. [182] qui ont comparé les spectres calculés avec les données de la littérature à ceux qu'ils ont mesurés dans l'installation.

Le tableau V.9 donne l'épaisseur de la cible, l'énergie mesurée du faisceau de protons incidents, l'énergie moyenne du pic du spectre de neutrons, la fraction des neutrons dans le pic de haute énergie, ainsi que la largeur du pic.

Energie des protons mesurée [MeV]	$177,8 \pm 1,0$	$96,3 \pm 0,4$	$24,6 \pm 0,05$
Epaisseur de la cible de ${}^7\text{Li}$ [mm]	23,5	8,5	2
Energie pic des neutrons [MeV]	173,4	93,1	21,8
Fraction de neutrons dans le pic	0,421	0,391	0,413
Largeur du pic des neutrons [MeV]	5,0	2,6	1,9

Tableau V.9. Les paramètres des spectres de faisceaux QMN du TSL utilisés lors de nos mesures [205].

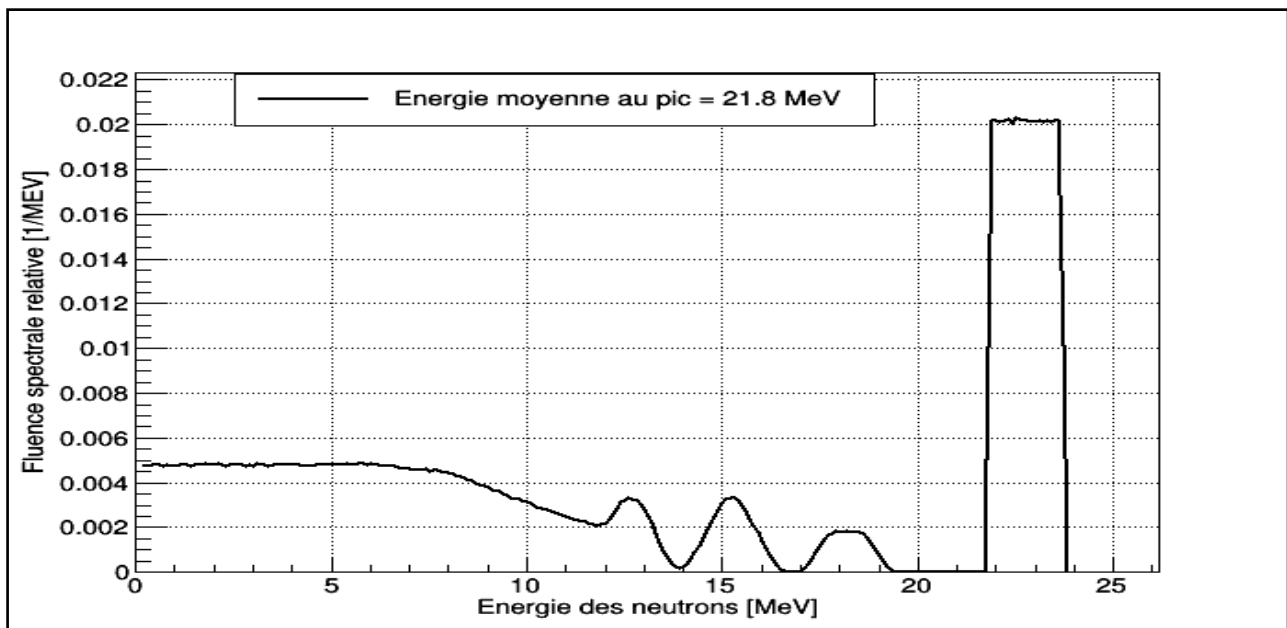


Figure V.12. Spectre calculé des neutrons QMN dont l'énergie moyenne du pic dans les hautes énergies est de 21,8 MeV [205].

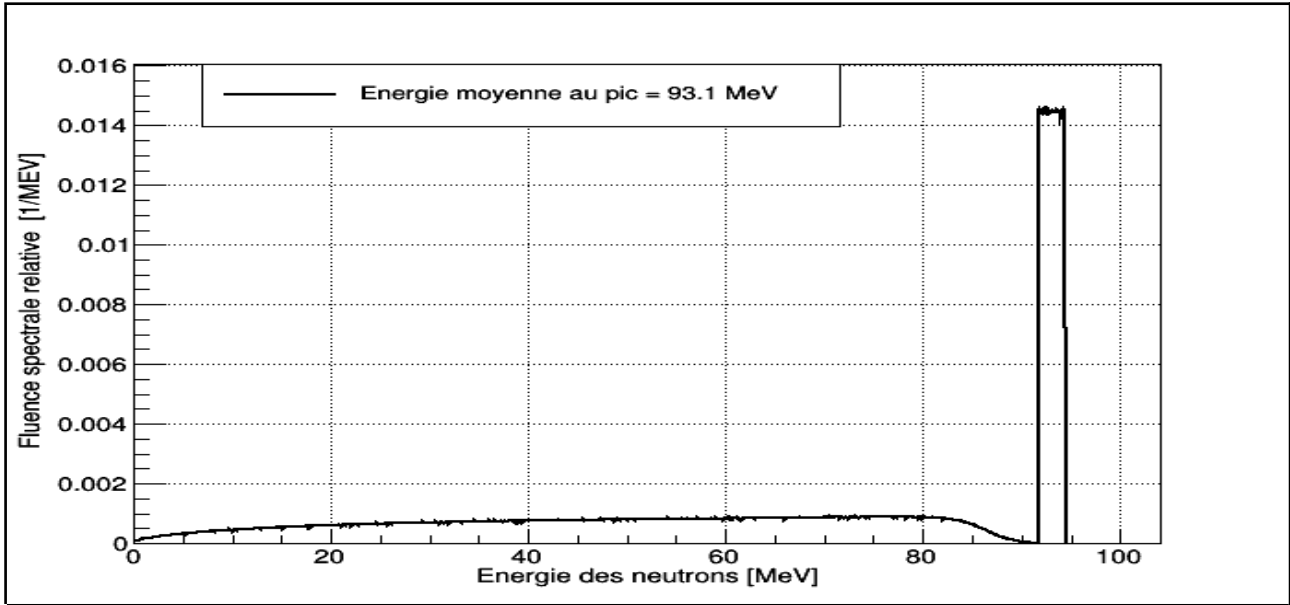


Figure V.13. Spectre calculé des neutrons QMN dont l'énergie moyenne du pic dans les hautes énergies est de 93,1 MeV [205].

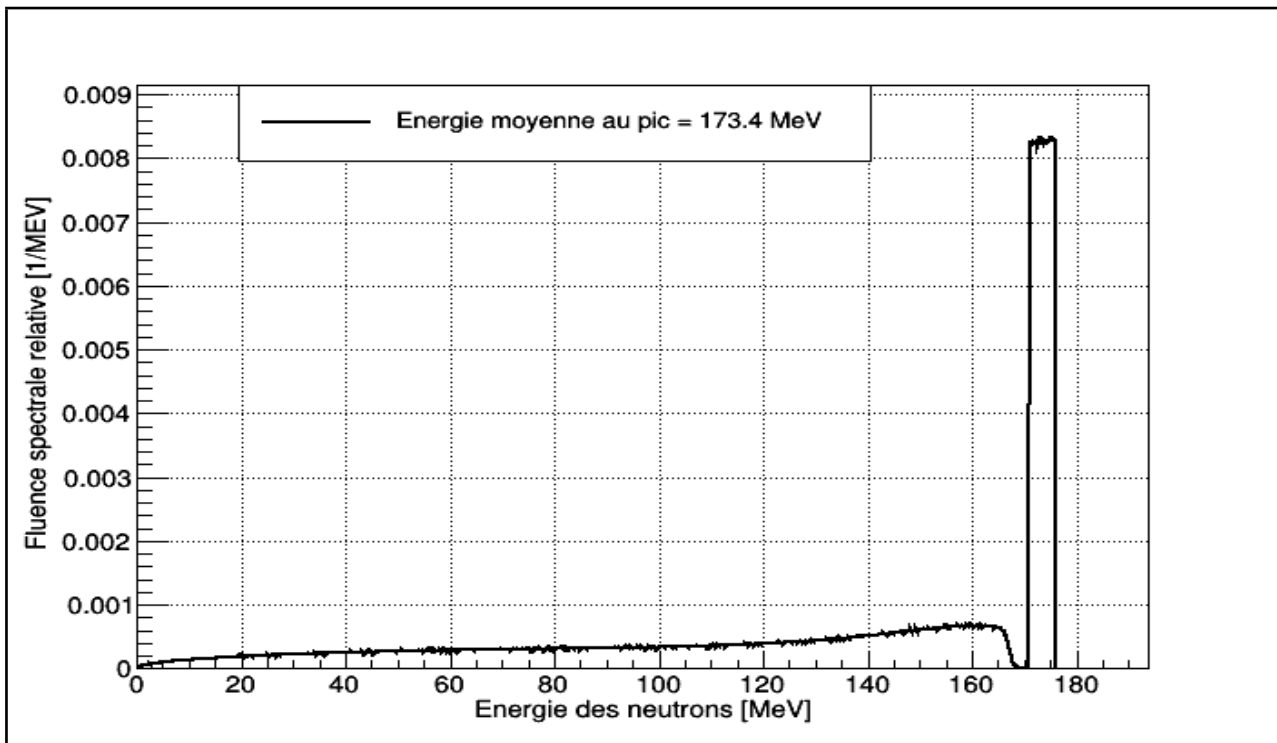


Figure V.14. Spectre calculé des neutrons QMN dont l'énergie moyenne du pic dans les hautes énergies est de 173,4 MeV [205].

V.4.2.4.2. Les Spectres simulés avec GEANT4

Les simulations pour le calcul des spectres ont été effectuées avec la version GEANT4.10.02. Les spectres ont été calculés par différents processus physiques hadroniques de transport des particules dans la matière implémentés dans GEANT4. Nous avons utilisés trois listes physiques à savoir : le modèle QGSP_BERT, QGSP_BIC, ainsi que le modèle QGSP_BIC_AllHP qui est un modèle développé récemment, disponible depuis la version Geant4.10.1 pour l'évaluation avec une grande précision de l'interaction des protons pour les énergies inférieures à 200 MeV [206]. La première méthode utilise le modèle de Bertini dans le traitement de la cascade intranucléaire, tandis que les deux dernières se basent sur le modèle de BIC (§III.6.8).

Pour faire la simulation de spectres, nous avons défini une source de protons mono-énergétiques pour les trois faisceaux de forme cylindrique, émettant d'une façon uniforme et parallèle et de rayon très étroit (1mm) qui correspond à la section du faisceau qui arrive sur les cibles de Lithium dans les installations de TSL. La taille de la cible est de 20x30cm² [188], et les autres paramètres d'irradiation sont indiqués dans le tableau V.6. Etant donné que les neutrons diffusés par les murs de la salle d'irradiation (B-H) ont été jugés négligeables par Prokofiev et al. 2007 [182], la géométrie de la salle d'irradiation a été ignorée pour le calcul des spectres pour diminuer le temps de calcul. Les spectres ont été calculés également à 0° pour faire une comparaison avec les calculs du personnel de TSL, ainsi qu'à 9,50 m de la source de Lithium dans un angle d'émission de 0,75° qui correspond à l'ouverture du faisceau utilisé lors des mesures d'irradiation du détecteur WENDI-2.

Pour améliorer les statistiques, étant donné la limite du nombre d'événements à lancer pour le calcul avec GEANT4, nous avons effectué des simulations sur le cluster de l'IIHE en parallèle sur plusieurs nœuds, chaque nœud utilisant sa propre graine aléatoire pour la génération de nombres pseudo-aléatoires différents de simulation. Le nombre d'événements traités (en un seul "run") pour chaque nœud est le maximum possible pour GEANT4 (32 bits). Les spectres étant analysés en utilisant le logiciel ROOT [207], il est possible de combiner tous les résultats des histogrammes en un seul spectre pour avoir la moyenne, ce qui permet de diminuer l'erreur statistique.

Les figures V.15&V.16 montrent une comparaison des spectres calculés par GEANT4 en utilisant trois listes physiques qui utilisent deux modèles physiques (cascade de Bertini et cascade binaire).

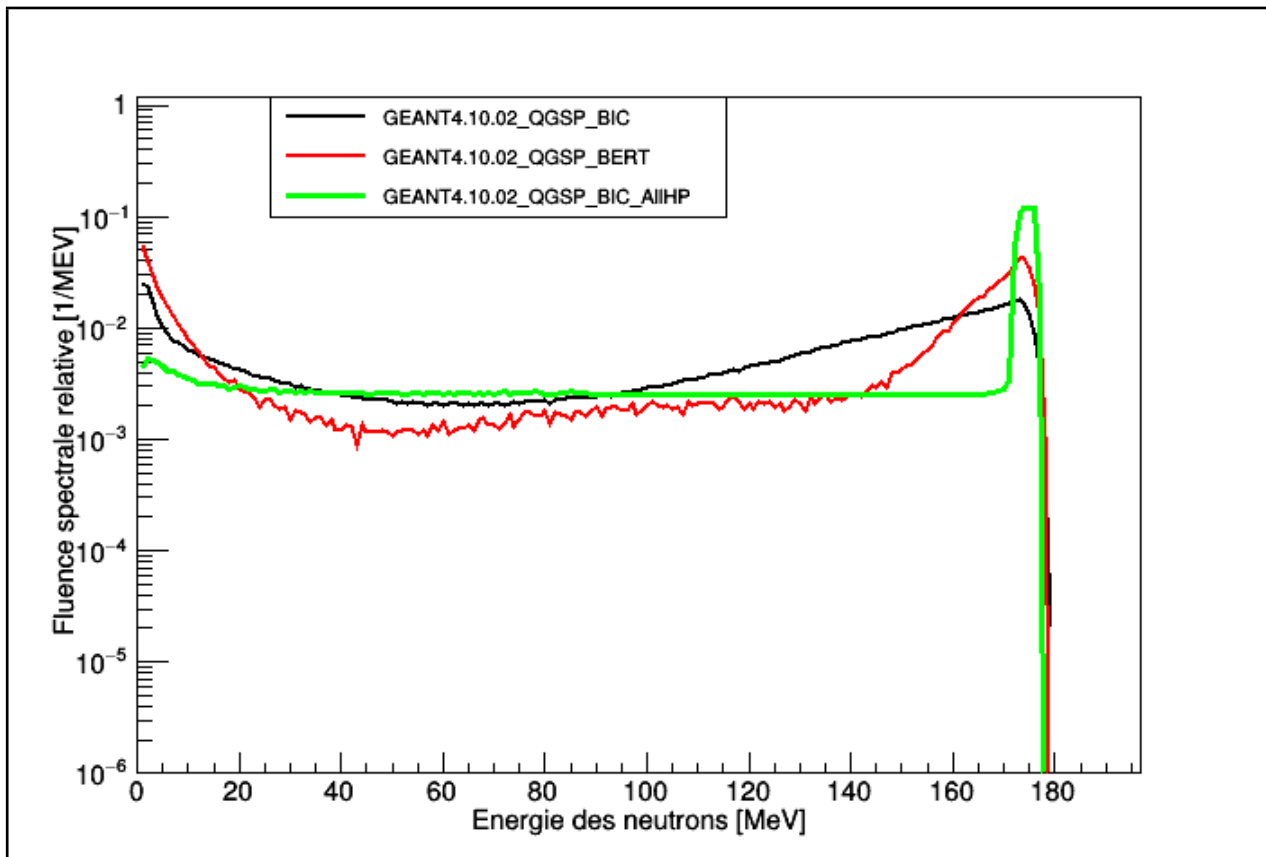


Figure V.15 comparaison des spectres simulés en utilisant différents modèles physiques hadroniques de GEANT4 pour l'énergie des protons de 177,8 MeV.

Sur la figure V.15, on remarque que pour QGSP_BERT & BIC, le spectre possède deux pics moins prononcés, dans les faibles et hautes énergies. Par contre, en utilisant la liste physique QGSP_BIC_AllHP, le spectre présente un pic dans les hautes énergies, et un fond continu dans les faibles énergies. La fraction des neutrons dans le pic est $\sim 0,47$.

Pour le spectre calculé pour l'énergie de protons de 24,6 MeV sur une cible de 2 mm d'épaisseur, comme le montre la figure V.16, les pics qui ont été observés pour l'énergie de 177,8 MeV sur la cible de ${}^7\text{Li}$ de 23,5 mm d'épaisseur disparaissent. Ceci confirme ce que Ratcliffe N. et al. [208] ont remarqué sur l'imprécision des deux modèles QGSP_BIC et QGSP_BERT pour les faibles énergies, ainsi que les cibles

(noyaux) légers alors qu'ils étaient recommandés pour des simulations des protons dans cette gamme d'énergie [199].

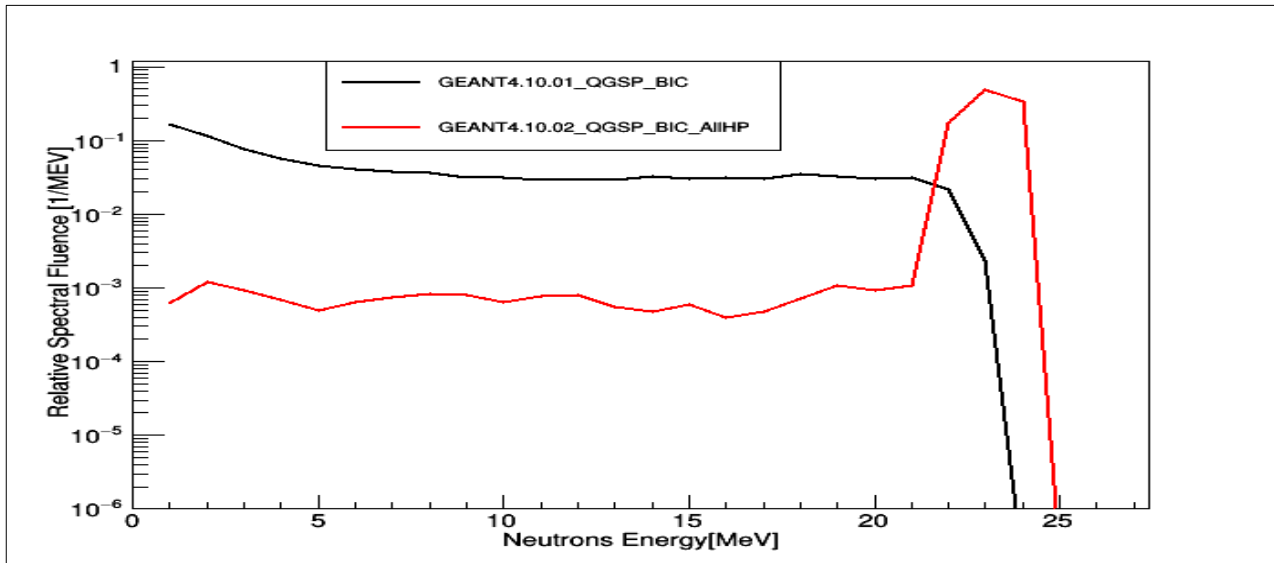


Figure V.16. Spectre de neutrons simulé (0°) par GEANT4.10.02 en utilisant la liste physique QGSP_BIC et QGSP_BIC_AllHP pour les protons de 24,6 MeV irradiant une cible de ⁷Li de 2 mm d'épaisseur.

Dans la suite de ce travail, vu l'imprécision sur le calcul des spectres avec GEANT4 en utilisant les listes physiques de QGSP_BERT/BIC, la liste QGSP_BIC_AllHP sera considérée pour la comparaison des spectres simulés et les calculs de l'équipe du TSL.

V.4.2.4.3. Comparaison des Spectres simulés avec GEANT4 vs TSL

Si l'on compare avec les spectres calculés au TSL, l'allure du spectre est seulement reproduite pour la seule liste physique de QGSP_BIC_AllHP malgré une légère surestimation du continuum pour le spectre du TSL et la surestimation du pic pour les spectres obtenus avec GEANT4 [figure V.17 & V.18]. La fraction des neutrons dans le pic de hautes énergies est de 0,421 et 0,47 respectivement pour les spectres calculés par le personnel du TSL et simulés avec le programme GEANT4 pour l'énergie des protons de 177,8 MeV, de 0,391 et 0,458 pour l'énergie de protons de 96,3 MeV et de 0,413 et 0,442 pour l'énergie des protons de 24,6 MeV. Les figures V.17 et V.18 représentent les comparaisons des spectres à 0° calculés par le personnel

du TSL et ceux obtenus par des simulations de GEANT4 (QGSP_BIC_AllHP) pour les énergies des protons de 177,8 MeV et 24,6 MeV sur des cibles de ^7Li enrichi à 99,99 % d'épaisseur de 23,5 mm et 2 mm respectivement.

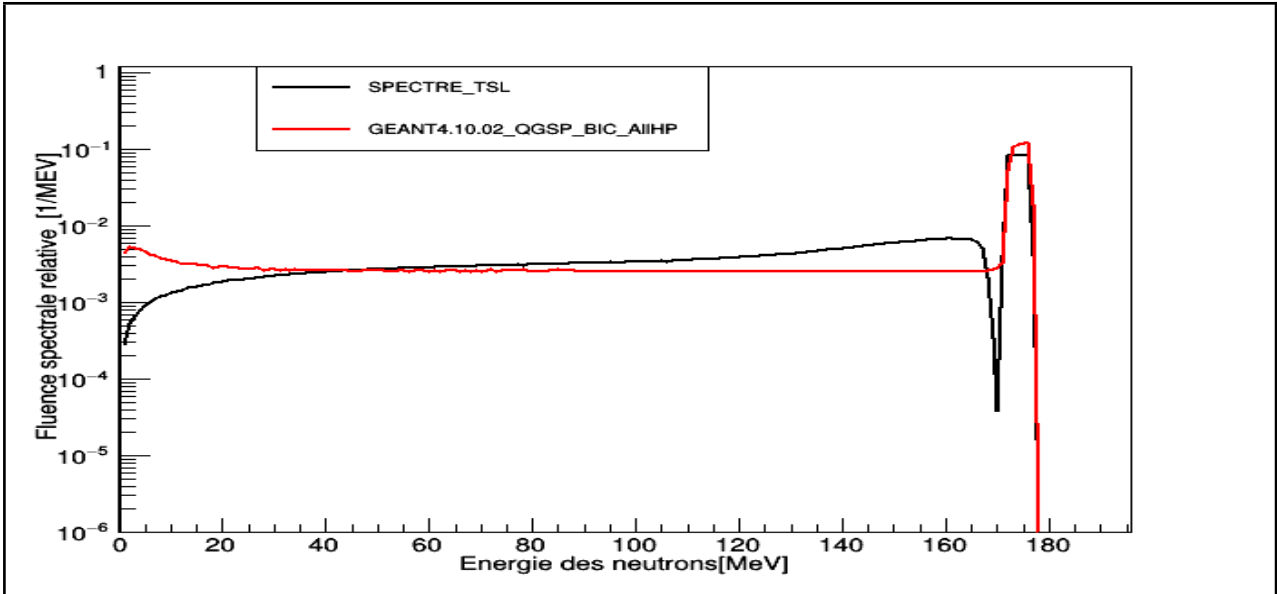


Figure V.17. Comparaison des spectres simulés par GEANT4 et calculés par TSL pour une énergie de protons de 177,8 MeV sur une cible de 23,5 mm d'épaisseur de ^7Li .

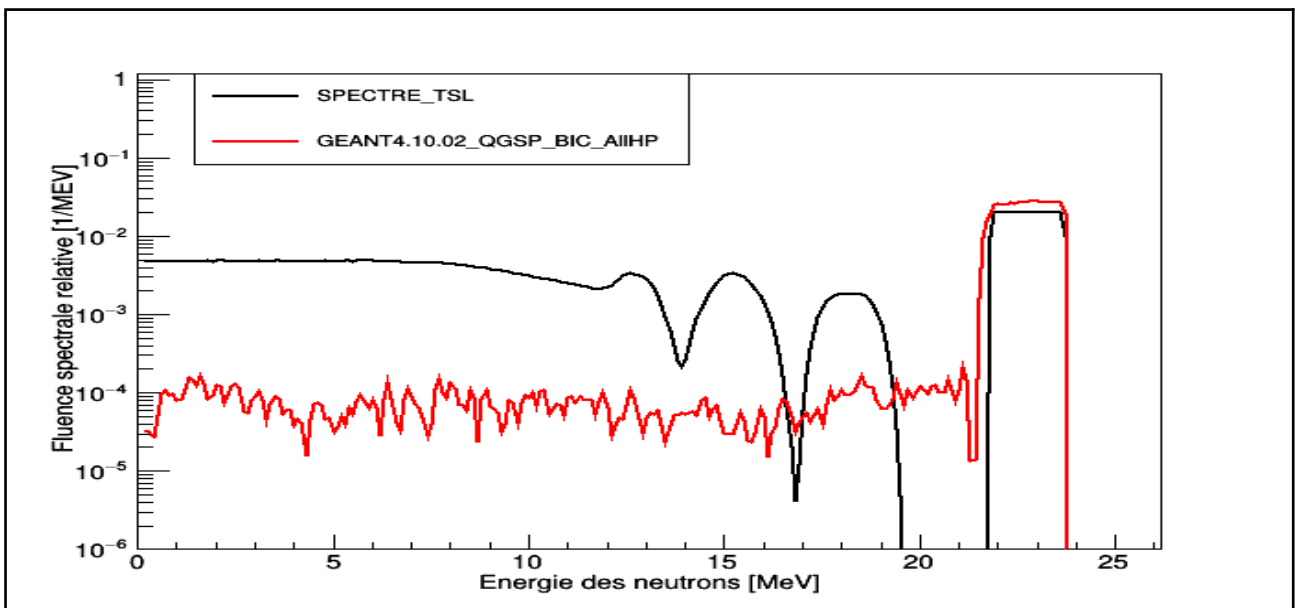


Figure V.18. Comparaison des spectres simulés par GEANT4 et calculés par TSL pour une énergie de protons de 24,6 MeV sur une cible de 2 mm d'épaisseur de ^7Li .

V.5. Comparaisons des résultats et discussions

Dans cette partie, nous allons d'abord donner les résultats des tests expérimentaux, qui seront ensuite comparés aux simulations de GEANT4. Les calculs de GEANT4 ont été obtenus en utilisant deux modèles physiques hadroniques : cascade binaire et cascade de Bertini. La réponse du WENDI-2 par des simulations a été calculée en définissant la source de neutrons à l'aide des spectres calculés par le personnel du TSL sur toutes les positions indiquées sur la figure V.9. Dans la perspective de comparer les différents spectres, sur la position de référence, nous avons également utilisé les spectres simulés par GEANT4 et la distribution monoénergétique pour définir la source.

Dans le but également de valider la réponse en faisceau QMN du détecteur, nous avons comparé la réponse du détecteur simulée par le programme GEANT4 avec les mesures effectuées au sein du TSL par Olsher et al. [168] qui seront décrites au section de ce chapitre à la section V.5.2.4.

V.5.1. Résultats des mesures expérimentales

Avant le début des mesures, nous avons d'abord évalué le bruit de fond dans la salle d'irradiation en utilisant le détecteur WENDI-2 qui s'est avéré nul. Les mesures expérimentales sont présentées dans les tableaux V.10&V.11 pour l'énergie de neutrons QMN de 173,4 MeV, tableaux V.12&V.13, pour l'énergie de 93,1 MeV et les tableaux V.14 &V.15 pour l'énergie de 21,8 MeV. Les résultats ont été normalisés par la fluence des neutrons d'irradiation à la position de référence (UAP), située à 9,5 m de la source sur l'ACF. Pour chaque énergie et chaque position, les irradiations ont été effectuées plusieurs fois sur une même position pour vérifier la bonne reproductibilité des mesures.

Le tableau V.10 présente les résultats des mesures sur la position de référence (UAP). Après l'irradiation, nous avons une information du détecteur WENDI-2 qui nous donne le nombre de coups détectés " C_d ". Le comptage s'effectue sur une période d'acquisition " T_{acq} ". Le comptage du détecteur ne prend pas en compte la perte de certaines informations, conséquence du temps de traitement de l'électronique. Ce

temps de traitement pendant lequel aucune information n'est enregistrée est appelé temps mort qu'on note "τ".

L'information C_d de notre WENDI-2 a été corrigée pour avoir le nombre de coups réels " C_r " selon l'expression :

$$C_r = \frac{C_d}{1 - C_d \frac{\tau}{T_{acq}}} \quad [V.23]$$

Comme nous avons répété les mesures sur une même position, la valeur moyenne est pris en compte pour la détermination de la réponse du WENDI-2. Nous avons également une indication du moniteur ICM (colonne 3 du tableau V.10), qui nous donne le nombre de comptage de neutrons dans le pic de hautes énergies indiqué par ce moniteur à la position de référence. Un facteur F_{ICM} (cfr tableau V.5) déterminé lors de la calibration du moniteur par le personnel du TSL permet de calculer la fluence des neutrons dans le pic délivrée à la position de référence (UAP) par l'expression V.20 (colonne 4 du tableau V.10). Avec le k_{pic} décrit dans le tableau V.9, qui est la fraction des neutrons dans le pic de haute énergie sur les neutrons de tout le spectre, on peut aisément déterminer la fluence totale délivrée (colonne 5) qui sert à la normalisation de la réponse du WENDI-2 (colonne 5, dernière ligne).

La réponse du détecteur sur la position de référence (tableau V.10) est affectée par différentes incertitudes. Comme nous avons effectué plusieurs mesures sur la même position pour vérifier la reproductibilité, il y a d'abord la déviation standard de la moyenne (σ_x) des coups mesurés par le détecteur qui est de 0,5 % (position de référence). Cette déviation est obtenue par la formule suivante :

$$\sigma_x = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad [V.24]$$

avec

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{1-n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad [V.25]$$

où

n est le nombre de mesures effectuées (n_1, n_2, \dots, x_n), et \bar{x} est la moyenne de ces mesures. L'incertitude de repositionnement a été estimée à 0,4-0,5 % au point de référence pour les trois énergies. Nous avons ensuite, une incertitude de 0,09 % sur la moyenne des coups indiqués par le moniteur ICM. Le facteur F_{ICM} qui est déterminé par le personnel du TSL, à une incertitude standard de 10 %. L'incertitude sur la réponse expérimentale du détecteur est obtenue en opérant une somme quadratique de toutes les sources d'erreurs.

En outre, il est important de signaler qu'une grande incertitude subsiste sur la valeur de k_{pic} . En effet, ce facteur dépend directement de la forme du spectre. Or comme on l'a vu au point V.4, il y a une grande fluctuation d'un modèle à l'autre sur la forme du spectre. Conservativement, on peut considérer qu'il existe une incertitude de l'ordre de 10 % sur la valeur de k_{pic} . Dans la suite, nous avons choisi de n'utiliser que le facteur k_{pic} obtenu par les spectres calculés par le personnel du TSL (voir tableau V.9) pour représenter les valeurs expérimentales. Seules les erreurs de mesures s'élevant à 10 % seront représentées sur les graphiques. L'incertitude sur les spectres ajoute une erreur systématique de 10 % sur la fluence des neutrons. Cette incertitude ne sera pas représentée sur les graphiques qui suivent.

Position	Comptage WENDI-2	Temps d'acquisition	Comptage corrigé	Comptage ICM	Fluence Φ_{ICM} [cm ⁻²] pic	Fluence Φ_{ICM} [cm ⁻²] Totale
	712000	287	747000	4194	301968	717263,66
AUP	714000	289	749000	4182	301104	715211,40
	692000	283	725000	4185	301320	715724,47
	706000	284	741000	4182	301104	715211,40
	715000	289	750000	4176	300672	714185,27
	710000	286	745000	4195	302040	717434,68
	Moyenne			743000	4186	301392
Comptage de WENDI-2 normalisé par la fluence totale [cps.cm²]						1,04±0,1

Tableau V.10. Mesures sur la position de référence (UAP) pour l'énergie de 173,4 MeV de neutrons QMN.

Position d'irradiation WENDI-2 [fig. 5.12]	Distance sur l'axe Source-détecteur [m]	déplacement lateral de l'axe [m]	Comptage WENDI-2 [cps.cm ²]
3	9,5	0,3	0,04 ± 0,0040
4	9,5	0,5	0,025 ± 0,0025
5	9,5	0,85	0,016 ± 0,0016
6	11,0	1,2	0,010 ± 0,0010
7	7,0	1,0	0,024 ± 0,024

Tableau V.11. La réponse normalisée par la fluence du WENDI-2 pour les positions hors axe central du faisceau pour l'énergie de 173,4 MeV.

Position d'irradiation WENDI-2	Comptage WENDI-2	Comptage ICM	Fluence Φ_{ICM} [cm ⁻²] pic	Fluence Φ_{ICM} [cm ⁻²] Total
AUP[position 1 la sur la figure 5.12]	732000	5156	300594,8	768784,65
	740000	5154	300478,2	768486,45
	741000	5132	299195,6	765206,14
	744000	5127	298904,1	764460,61
	736000	5124	298729,2	764013,30
	756000	5157	300653,1	768933,76
	725000	5140	299662	766398,98
	736000	5135	299370,5	765653,45
	738000	5128	298962,4	764609,72
	723000	5115	298204,5	762671,36
Moyenne	737000	5137	299487,1	765951,66
Comptage de WENDI normalisé par la fluence totale [cps.cm²]				0,96 ± 0,1

Tableau V.12. Mesures sur la position de référence (UAP) pour l'énergie de 93,1MeV.

Position d'irradiation WENDI-2	Distance sur l'axe Source-détecteur [m]	déplacement lateral de l'axe [m]	Comptage WENDI-2 [cps.cm ²]
2	9,5	0,15	0,6 ± 0,06
3	9,5	0,3	0,036 ± 0,0036
4	9,5	0,5	0,015 ± 0,0015
5	9,5	0,885	0,007 ± 0,0007
6	11,0	1,2	0,005 ± 0,0005
7	7,0	1,0	0,011 ± 0,0011
8	7,0	0,0	1,8 ± 0,2

Tableau V.13. La réponse du WENDI-2 normalisée par la fluence pour les positions hors axe central du faisceau, ainsi que la position intermédiaire sur l'axe (position 8) entre la source et la position de référence pour l'énergie de 93,1MeV.

Position d'irradiation WEINDI-2	Comptage WENDI-2	Comptage ICM	Fluence Φ_{ICM} [cm ⁻²] pic	Fluence Φ_{ICM} [cm ⁻²] Total
AUP	457000	2132	238784	578169,49
	453000	2135	239120	578983,05
	481000	2145	240240	581694,92
	487000	2139	239568	580067,80
	474000	2129	238448	577355,93
	446000	2141	239792	580610,17
	466000	2143	240016	581152,54
	443000	2158	241696	585220,34
	467000	2142	239904	580881,36
	443000	2159	241808	585491,53
	472000	2146	240352	581966,10
	457000	2151	240912	583322,03
	472000	2144	240128	581423,73
	463000	2142	239904	580881,36
	476000	2145	240240	581694,92
Moyenne	464000	2143	240016	581152,54
Comptage de WENDI normalisé par la fluence totale [cps.cm²]				0,80 ± 0,08

Tableau V.14 Mesures sur la position de référence (UAP) pour l'énergie de 21,8MeV.

Position d'irradiation WENDI-2	Distance sur l'axe Source-détecteur [m]	déplacement lateral de l'axe [m]	Comptage WENDI-2 [cps.cm ²]
2	9,5	0,15	0,54 ± 0,054
3	9,5	0,3	0,028 ± 0,003
4	9,5	0,5	0,012 ± 0,0012
5	9,5	0,885	0,0095 ± 0,001
6	11,0	1,2	0,006 ± 0,0006
7	7,0	1,0	0,016 ± 0,0016
8	7,0	0,0	1,3 ± 0,13

Tableau V.15. La réponse normalisée par la fluence du WENDI-2 pour les positions hors axe central du faisceau, ainsi que la position intermédiaire sur l'axe (position 8) pour l'énergie de 21,8 MeV.

Position d'irradiation WENDI-2	Energie [MeV]	Epaisseur de la plaque de polyéthylène [cm]	Comptage WENDI-2 [cps.cm ²]
UAP [position 1 sur la figure V.12]	173,4	30	0,46 ± 0,05
		50	0,32 ± 0,03
	93,1	30	0,26 ± 0,03

Tableau V.16. Mesures sur la position de référence (position 1) avec des plaques de polyéthylène pour les neutrons QMN d'énergies de 173,4 MeV et 93,1 MeV.

V.5.2. Comparaison des mesures vs simulations

V.5.2.1. Incertitudes sur les simulations

Comme on l'a vu sur les mesures, les résultats des simulations sont également affectés par des incertitudes. L'incertitude relative sur les résultats des calculs Monte-Carlo dépend du nombre d'événements traités. Ces événements sont aléatoires et confèrent donc une nature statistique à l'incertitude qui suit une loi de Poisson. Si N est le nombre de coups détectés dans la simulation, l'incertitude statistique relative est donnée par $N^{-1/2}$, et un nombre suffisant d'événement à simuler a été considéré dans ce travail pour maintenir l'erreur statistique inférieure à 1 %. Cependant, lorsque le WENDI-2 est complètement en dehors du faisceau d'irradiation, cette condition est irréalisable, comme le montre les erreurs statistiques sur les simulations pour ces positions : elles varient entre 22-30 %.

Une autre source d'incertitude est le choix des paramètres (matériaux ou dimensions) nécessaires à la modélisation de la géométrie du compteur WENDI-2 dans GEANT4, dans le cas où ils ne sont pas spécifiés par le fabricant, tels que le type d'acier inoxydable utilisé, le patch en caoutchouc boraté ou la composition du tungstène utilisé comme générateur et absorption des neutrons.

Dans nos simulations, comme on l'a déjà annoncé, la composition des matériaux est extraite des données de "Geant4 Material Database" [209] pour les paramètres spécifiés ou non par le constructeur. Pour ceux qui ne sont pas spécifiés, nous avons également utilisé différentes compositions tirées dans la littérature. Pour l'acier inoxydable, nous avons testé 2 autres types de compositions comme le montre le tableau V.17.

Matériel	Densité g/cm ³	Elément	Fraction
Acier inoxydable [303]	8,02	Fe	0,70
		Cr	0,19
		Ni	0,09
		Mn	0,02
Acier inoxydable [304]	8,02	Fe	0,69
		Cr	0,18
		Ni	0,09
		Mn	0,02
		S	0,01
		Si	0,01

Tableau V.17. Acier inoxydable pour la modélisation dans GEANT4 de la géométrie du WENDI-2 [210].

Les simulations de la réponse du WENDI-2 ont montré que la déviation maximale par rapport à la géométrie avec l'acier inoxydable dont les paramètres sont extraits de "Geant4 Material Database" (voir tableau IV.4) est inférieure à 0,05 % pour les trois énergies de neutrons utilisées et les deux listes physiques QGSP_BERT_HP & QGSP_BIC_HP.

Pour le tungstène, la composition extraire de "Geant4 Material Database" ignore l'isotope ¹⁸⁰W de composition de 0,012 %. Le tableau V.18 montre la composition en

isotope du tungstène normal. En plus de la composition extraite de “Geant4 Material Database” (voir tableau IV.4), nous avons testé la réponse du WENDI-2 en utilisant cette composition. La déviation est tellement insignifiante, elle est d’environ 0,01 %.

Matériel	Densité g/cm ³	Élément	Fraction
Poudre de tungstène	10,624	¹⁸⁴ W	0,3064
		¹⁸⁶ W	0,2843
		¹⁸² W	0,265
		¹⁸³ W	0,1431
		¹⁸⁰ W	0,12

Tableau V.18. Tungstène pour la modélisation dans GEANT4 de la géométrie du WENDI-2.

Pour ce qui est du patch en caoutchouc, sa composition, ses dimensions (diamètre et épaisseur) ne sont pas spécifiées par le constructeur. Nous avons essayé de prendre des dimensions acceptables en observant la figure IV.5 : épaisseur de 5 mm et un rayon de 4 cm. Pour la composition, nous avons utilisé le polyéthylène boraté qui est un matériel de blindage neutronique. Le choix de ce dernier est dicté d’abord par la même composition (types d’atomes) que le caoutchouc, avec une densité qui est proche de ce dernier. Ensuite, la littérature ne nous a pas permis d’accéder facilement à la densité et la fraction du bore du caoutchouc boraté. La densité du polyéthylène boraté que nous avons utilisée est de 0,955 g/cm³, et la fraction du bore dans le matériel est de 5 %. En comparant les résultats avec ou non la partie en patch boraté dans la modélisation de la géométrie du WENDI-2, tant que le détecteur est irradié latéralement, cette partie n’a aucune influence sur la réponse du détecteur.

V.5.2.2. Comparaisons des simulations de la réponse du WENDI-2 selon les spectres de calcul

Avant de présenter les comparaisons des résultats des mesures et les simulations sur différentes positions, nous avons d’abord voulu comparer les résultats des simulations de GEANT4 obtenus par différents spectres pour les trois énergies sur la position de

référence (UAP). La source de neutrons à été définie par trois distributions spectrales à savoir :

1. spectres mono-énergétiques ;
2. spectres simulés par GEANT4.10.02 ;
3. spectres calculés par le personnel du TSL.

Pour les autres positions, seuls les spectres calculés par le personnel du TSL ont été considérés pour les simulations.

Les tableaux V.19 et V.20 montrent les comparaisons entre la réponse du WENDI-2 simulée à la position de référence en définissant la source des neutrons à l'aide des différents spectres. Le spectre du TSL est pris comme référence et les écarts sont calculés par rapport à la réponse obtenue en utilisant ce dernier dans les simulations. Les résultats montrent des écarts se situant entre 12-22 % pour le modèle Bertini et environ 3-16 % pour le BIC, si on compare les résultats obtenus par un faisceau de neutrons mono-énergétique et une distribution obtenue avec le spectre du TSL. Pour un faisceau de neutron défini par les spectres calculés avec GEANT4, les écarts varient entre 2-6 % pour les deux modèles.

Energie [MeV]	Spectres			Ecart (%)	
	Monoénergétique	GEANT4.10.02	TSL	Monoénergétique	GEANT4.10.02
173,4	1,88	1,55	1,51	10,59	2,38
93,1	1,60	1,39	1,31	21,77	5,79
21,8	1,12	0,95	1,00	12,07	-4,62

Tableau V.19. Comparaison de la réponse du WENDI-2 calculée avec le modèle de Bertini en fonction du spectre de la distribution des neutrons (le spectre du TSL pris comme référence).

Energie [MeV]	Spectres			Ecart (%)	
	Monoénergétique	GEANT4.10.02	TSL	Monoénergétique	GEANT4.10.02
173,4	1,43	1,27	1,22	16,90	3,80
93,1	1,23	1,19	1,15	7,59	3,40
21,8	1,01	0,94	0,98	3,04	-3,65

Tableau V.20. Comparaison de la réponse du WENDI-2 calculée avec le modèle de BIC en fonction du spectre de la distribution des neutrons (le spectre du TSL pris comme référence).

Le tableau V.21 et les figures V.19 et V.20 montrent les résultats de comparaison de la réponse du détecteur WENDI-2 entre les mesures dans un faisceau QMN et les simulations selon les différentes distributions spectrales du faisceau. Les écarts sont donnés dans le tableau V.21 en prenant les mesures expérimentales comme référence. On remarque que tous les simulations surestiment les mesures (voir tableau V.21), avec des écarts qui s'approchent des mesures pour les distributions définies par les spectres du TSL comparativement aux autres spectres. C'est pour cela que dans la suite, seuls les spectres calculés par le personnel du TSL sont utilisés dans les simulations de ce travail.

Energie: 173,4 MeV	Simulations (cps-cm ²)		Mesure	BERT	BIC	Mesure/Simulation	
Type de spectre	BERT	BIC	Counts-cm ²	Ecart (%)	Ecart (%)	BERT	BIC
Monoénergétique	1,88	1,43	1,04	80,77	37,94	0,55	0,72
TSL	1,51	1,22	1,04	45,92	17,71	0,69	0,85
GEANT4.10.02	1,55	1,27	1,04	49,82	22,56	0,67	0,82
Energie: 93,1 MeV	Simulations (cps-cm ²)		Mesure	BERT	BIC	Mesure/Simulation	
Type de spectre	BERT	BIC	Counts-cm ²	Ecart (%)	Ecart (%)	BERT	BIC
Monoénergétique	1,60	1,23	0,96	66,15	28,06	0,65	0,72
TSL	1,31	1,15	0,96	36,46	19,66	0,82	0,90
GEANT4.10.02	1,39	1,19	0,96	44,35	23,31	0,77	0,85
Energie: 21,8 MeV	Simulations (cps-cm ²)		Mesure	BERT	BIC	Mesure/Simulation	
Type de spectre	BERT	BIC	Counts-cm ²	Ecart (%)	Ecart (%)	BERT	BIC
Monoénergétique	1,10	1,01	0,80	37,68	26,49	0,73	0,79
TSL	1,00	0,98	0,80	25,09	22,76	0,80	0,81
GEANT4.10.02	0,95	0,94	0,80	19,31	17,91	0,84	0,85

Tableau V.21. Comparaison de la réponse du WENDI-2 : mesures vs simulations en fonction du spectre de la distribution des neutrons et le modèle physique de la simulation utilisé.

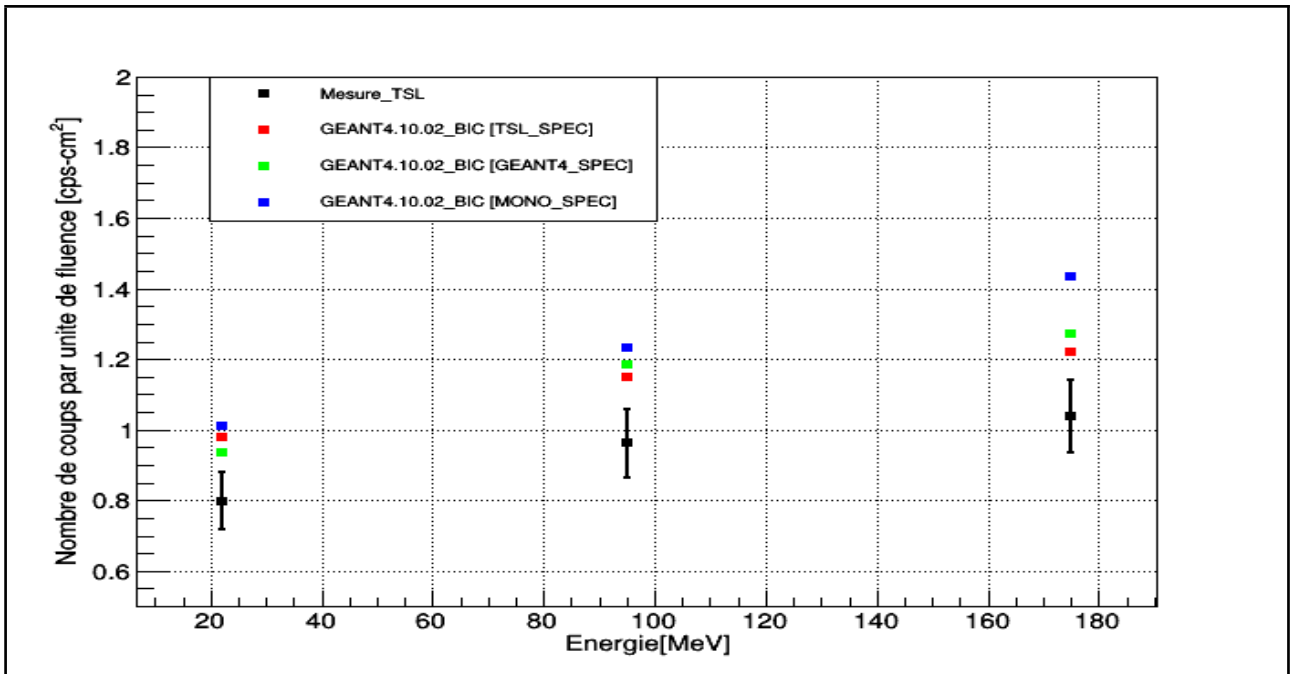


Figure V.19. Comparaison des mesures vs simulations avec le modèle de cascade binaire de GEANT4, la distribution neutronique pour les simulations étant définie selon les spectres indiqués entre crochets dans la légende.

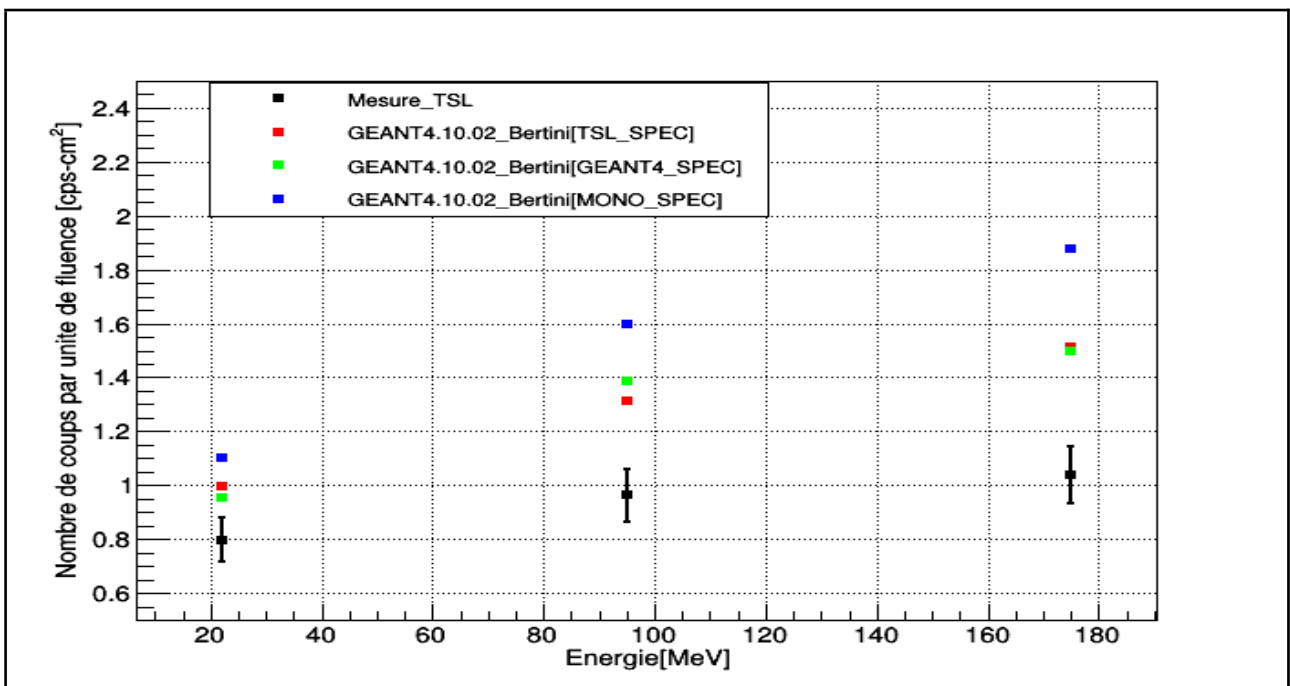


Figure V.20. Comparaison des mesures vs simulations avec le modèle de Bertini de GEANT4, la distribution neutronique pour les simulations étant définie selon les spectres indiqués entre crochets dans la légende.

V.5.2.3. Comparaison des mesures vs simulations de GEANT4

A. WENDI-2 sur la position UAP sans plaques de durcissement du faisceau

Le tableau V.22 et la figure V.21 montrent la comparaison entre les mesures et les simulations lorsque le détecteur est irradié à la position de référence (9,5 m de la source et sur l'ACF). L'écart se situe entre 25- 45 % pour le modèle de Bertini alors qu'il est de 17-22 % pour le BIC.

Energie [MeV]	Simulations (coups-cm ²)		Mesure	Ecart (%)		Mesure/Simulation	
	BERT	BIC	Coups-cm ²	BERT	BIC	BERT	BIC
173,4	1,51	1,22	1,04	45,07	17,11	0,69	0,85
93,1	1,31	1,15	0,96	36,45	19,25	0,73	0,84
21,8	1,00	0,98	0,80	25,09	22,76	0,80	0,81

Tableau V.22. Comparaison mesures versus simulations de GEANT4 sur la position de référence pour les trois énergies d'irradiation du détecteur.

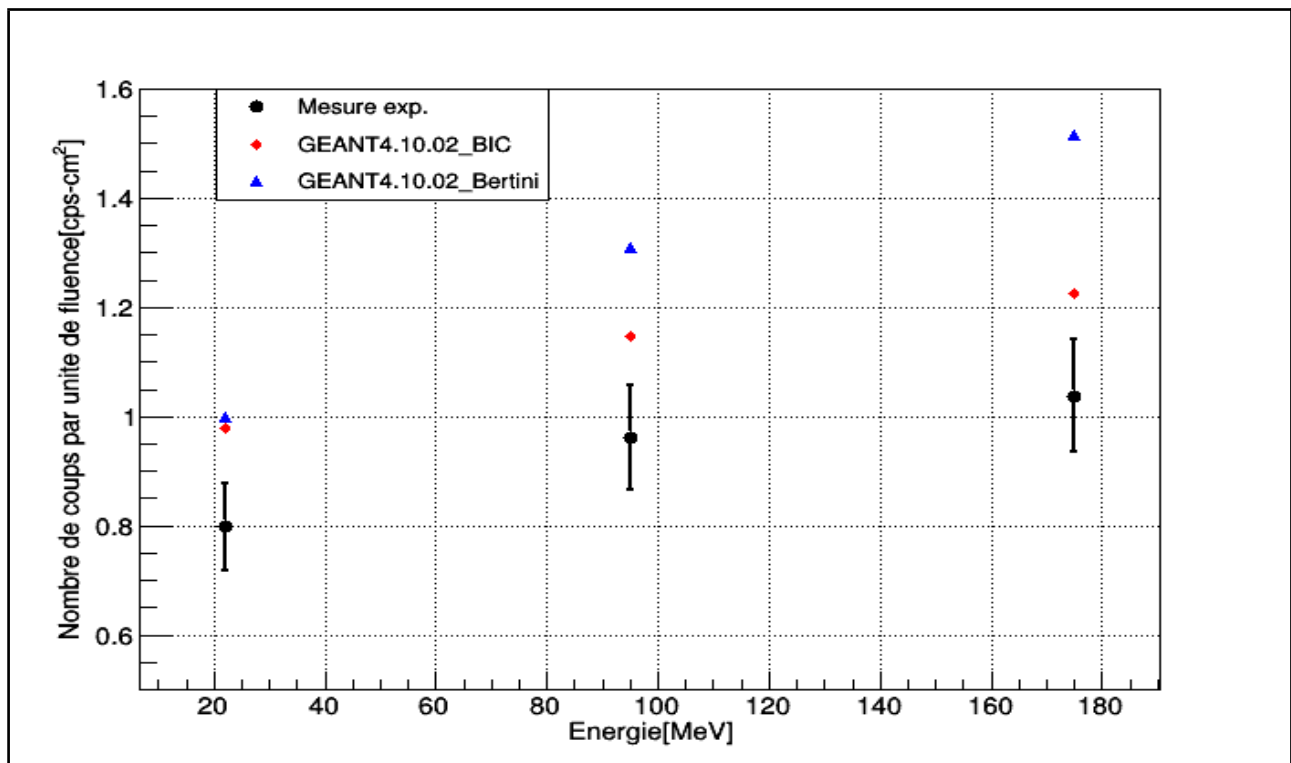


Figure V.21. Comparaison mesures versus simulations de GEANT4 sur la position de référence

Sur la position de référence, nous avons également comparé les mesures avec des simulations calculées par Valérie [142] en utilisant les codes de simulation Monte Carlo de MCNPX2.5.0, MCNPX2.1.5 et FLUKA (Tableau 23 & Figure 22). On remarque que le modèle BIC de GEANT4 avec des écarts entre 17-22 % par rapport aux mesures est meilleur comparativement aux autres modèles, avec des écarts de 25-45 %, 22-44 %, 30-43 % et 32-45 % respectivement pour les modèles de Bertini (GEANT4), MCNPX2.1.5, MCNPX2.5.0 et FLUKA.

Energie [MeV]	Simulations (cps-cm ²)					Mesure Cps-cm ²	Ecart (%)				
	G4	G4	MCNPX	MCNPX	FLUKA		G4	G4	MCNPX	MCNPX	FLUKA
	BERT	BIC	2.5.0	2.1.5			BERT	BIC	2.5.0	2.1.5	
173,4	1,51	1,22	1,47	1,27	1,38	1,04	45,07	17,11	41,95	22,26	32,92
93,1	1,31	1,15	1,25	1,23	1,27	0,96	36,45	19,25	30,14	28,29	32,27
21,8	1,00	0,98	1,15	1,15	1,16	0,80	25,09	22,76	43,48	44,09	45,45

Tableau V.23. Comparaison mesures versus simulations de GEANT4 (G4) sur la position de référence pour les trois énergies d'irradiation du détecteur.

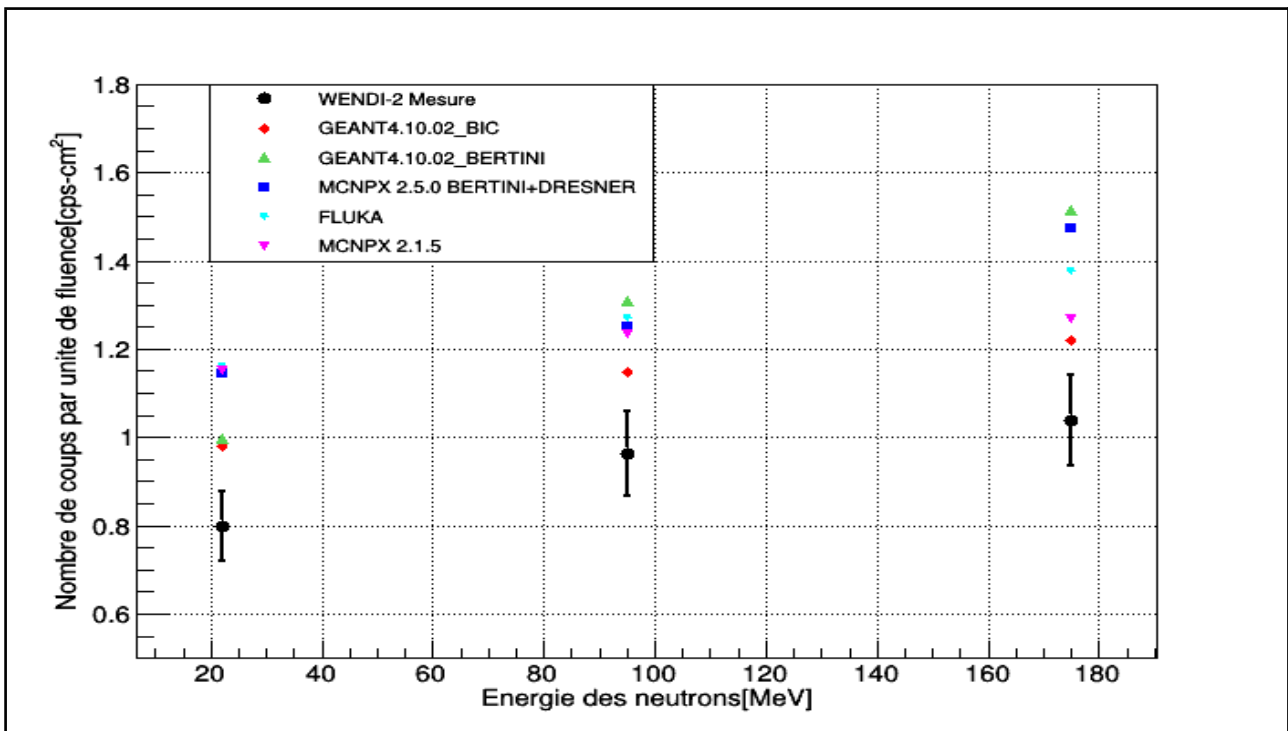


Figure V.22. Comparaison des mesures et les simulations de GEANT4, MCNPX (2.5.0 et 2.1.5) et FLUKA, le détecteur WENDI-2 à la position de référence.

B. WENDI-2 sur la position UAP + plaques de durcissement du faisceau

Energie [MeV]	Epaisseur plaque [cm]	Simulations (coups-cm ²)		Mesure Counts-cm ²	Ecart (%)		Mesure/Simulation	
		BERT	BIC		BERT	BIC	BERT	BIC
173,4	30	0,67	0,54	0,46	44,75	17,24	0,69	0,85
173,4	50	0,44	0,36	0,32	39,02	12,30	0,72	0,89
93,1	50	0,32	0,29	0,26	26,62	12,88	0,79	0,89

Tableau V.24. Comparaison des mesures et simulations de GEANT4 sur la position de référence pour les deux énergies d'irradiation du détecteur (173,4 et 93,1 MeV). Des plaques de polyéthylène sont intercalées entre la source du faisceau et le WENDI-2.

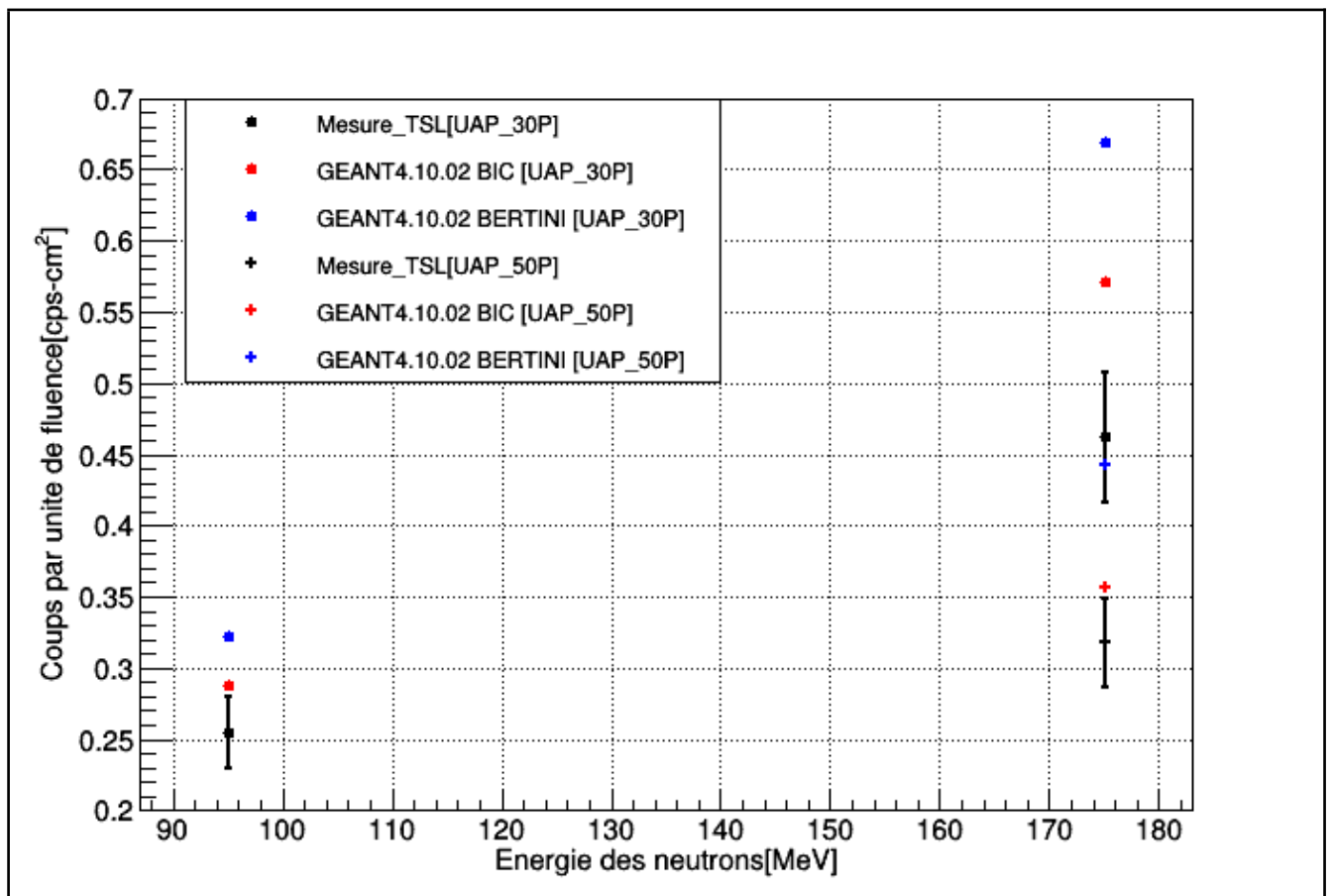


Figure V.23. Comparaison des mesures et simulations de GEANT4 sur la position de référence pour les énergies de neutrons de 93,1 MeV et 173,4 MeV avec durcissement du faisceau par des plaques de polyéthylène.

La comparaison des résultats pour le cas où le WENDI-2 est irradié avec et sans durcissement du faisceau montre que l'écart ne s'améliore pas quand on intercale une plaque de polyéthylène de 30 cm d'épaisseur pour l'énergie de 173,4 MeV. Par contre, en utilisant une épaisseur de 50 cm pour cette énergie, l'écart entre la mesure et la simulation diminue d'environ 5 %. Ceci peut être expliqué par le niveau de durcissement du faisceau selon les épaisseurs des plaques de polyéthylène utilisées. L'épaisseur de 50 cm augmente la fraction des neutrons dans le pic de haute énergie passant de 0,421 à 0,59 [figure V.24], tandis qu'une plaque de 30 cm augmente la fraction de neutrons dans le pic jusqu'à environ 0,46. Pour l'énergie de 93,1 MeV, l'écart a été amélioré en intercalant une plaque de polyéthylène d'épaisseur de 30 cm qui a durcit le faisceau en améliorant la fraction des neutrons dans le pic passant de 0,391 à 0,57 [figure V.25].

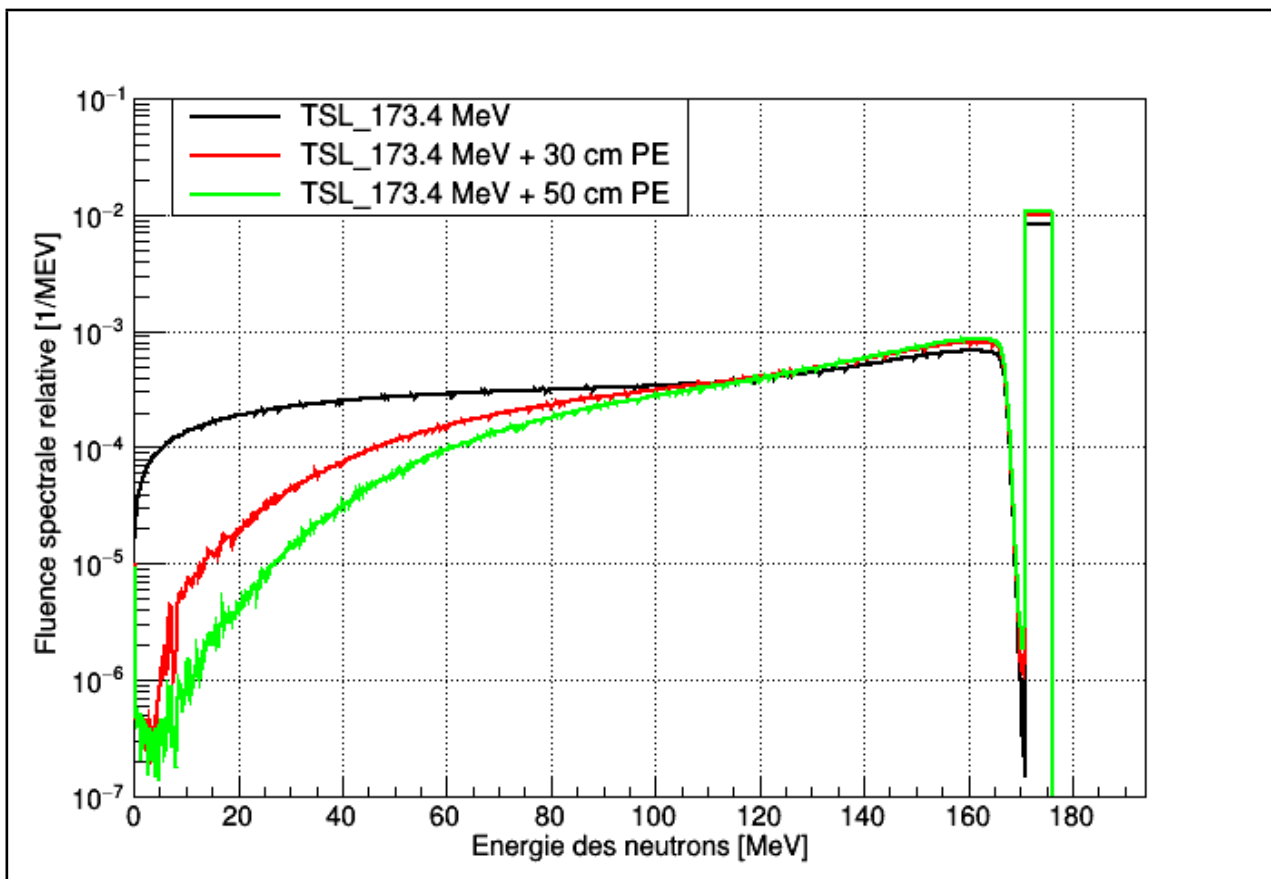


Figure V.24. Spectre du TSL non durcit (noire), avec plaques de polyéthylène de 30 cm (rouge) et celle de 50 cm (verte) simulées par GEANT4 pour l'énergie de neutrons QMN de 173,4 MeV.

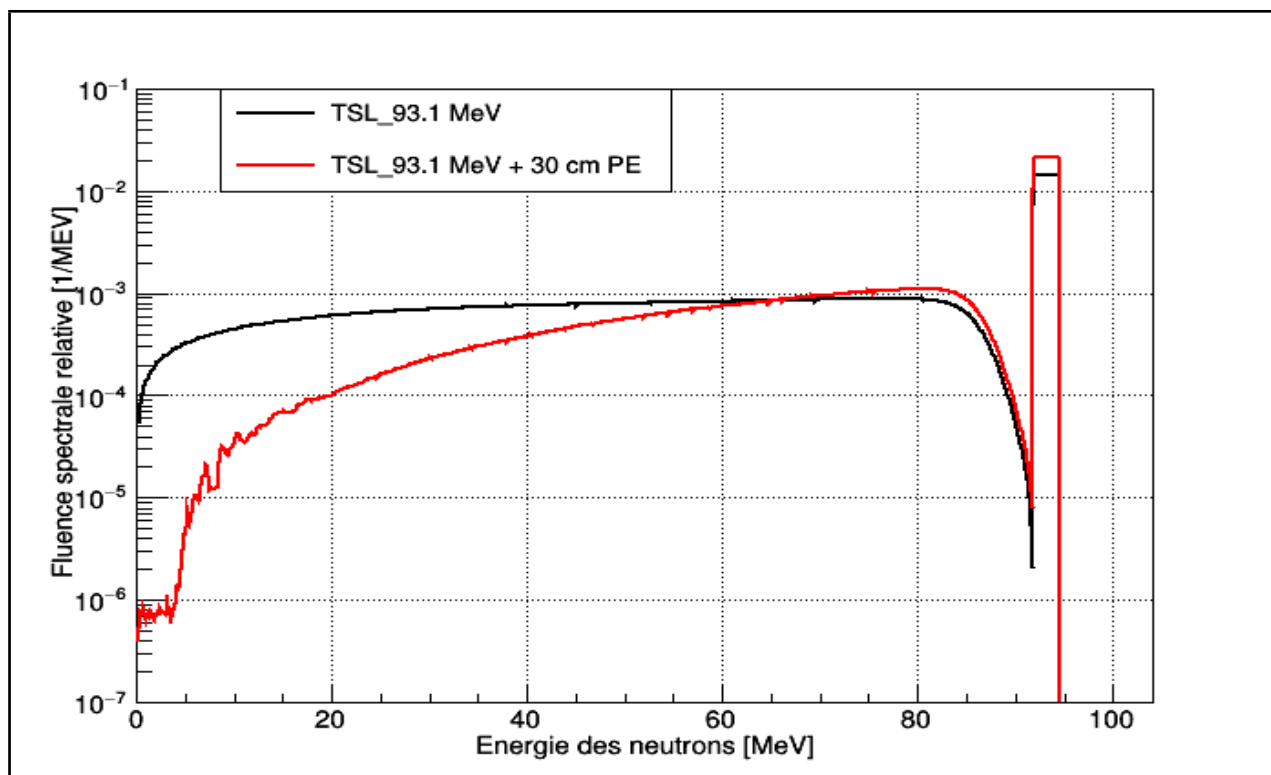


Figure V.25. Spectre du TSL non durcit (noire), avec plaques de polyéthylène (rouge), simulées par GEANT4 pour l'énergie de neutrons QMN de 93,1 MeV.

C. WENDI-2 sur l'ACF à 7 m de la source de neutrons

Energie [MeV]	Simulations (coups-cm ²)		Mesure [coups-cm ²]	Ecart (%)		Mesure/Simulation	
	BERT	BIC		BERT	BIC	BERT	BIC
93,1	2,42	2,14	1,79	35,39	19,41	0,74	0,84
21,8	1,69	1,67	1,37	23,67	22,17	0,81	0,82

Tableau V.25. Comparaison mesures versus simulations de GEANT4, WENDI-2 à 7 m de la source de neutrons sur l'ACF.

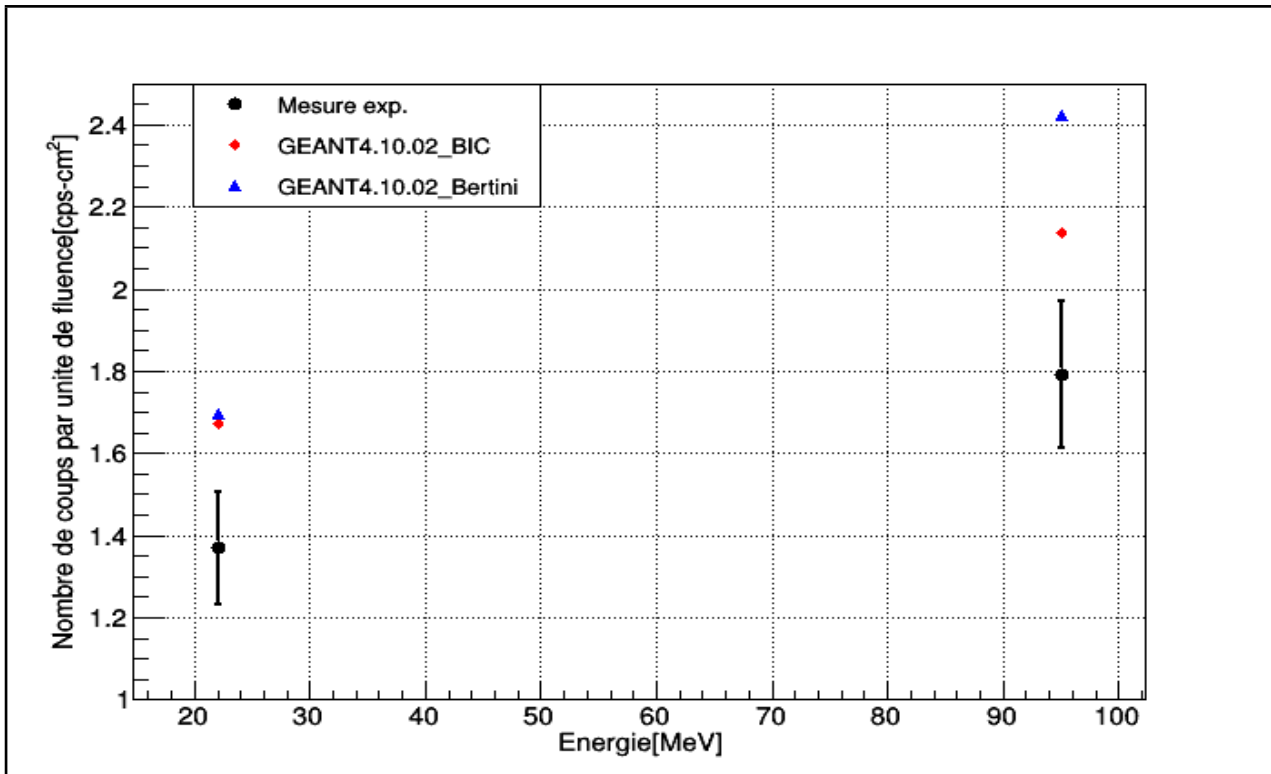


Figure V.26. Comparaison mesures versus simulations de GEANT4, WENDI-2 à 7 m de la source de neutrons sur l'ACF.

Cette position se trouve sur l'axe, mais intermédiaire entre la source et la position de référence UAP (9,5 m). Le détecteur se trouve à 7 m de la source. Les écarts qui ont été observés à la position de référence reste inchangés, on a des écarts de 19,25 % pour l'énergie de 93,4 MeV et 22,76 % pour l'énergie de 21,3 MeV alors qu'ils étaient de 19,41 et 22,17 % pour la position de référence pour ces mêmes énergies.

D. WENDI-2 à 9,5 m de la source et 0,15 m de déplacement latéral

Energie [MeV]	Simulations (coups-cm ²)		Mesure	Ecart (%)		Mesure/Simulation	
	BERT	BIC	Coups-cm ²	BERT	BIC	BERT	BIC
93,1	0,69	0,58	0,587	18,10	-0,70	0,85	1,01
21,8	0,54	0,53	0,537	1,38	-0,71	0,99	1,01

Tableau V.26. La réponse pour la position de référence hors axe à 0,15m.

Sur cette position, une partie de détecteur WENDI-2 est en dehors du faisceau. Les simulations de GEANT4 sous estime la réponse (0,7 %) par rapport aux mesures pour BIC et il y a une surestimation pour Bertini (18 %). Malgré que ces écarts se trouvent

dans la marge d'erreur pour le BIC, la conclusion à tirer est que le GEANT4 commence à sous estimer la réponse du détecteur en raison de la fluence des neutrons d'irradiation qui commence à trop diminuer comme on va le remarquer pour les simulations en dehors du faisceau.

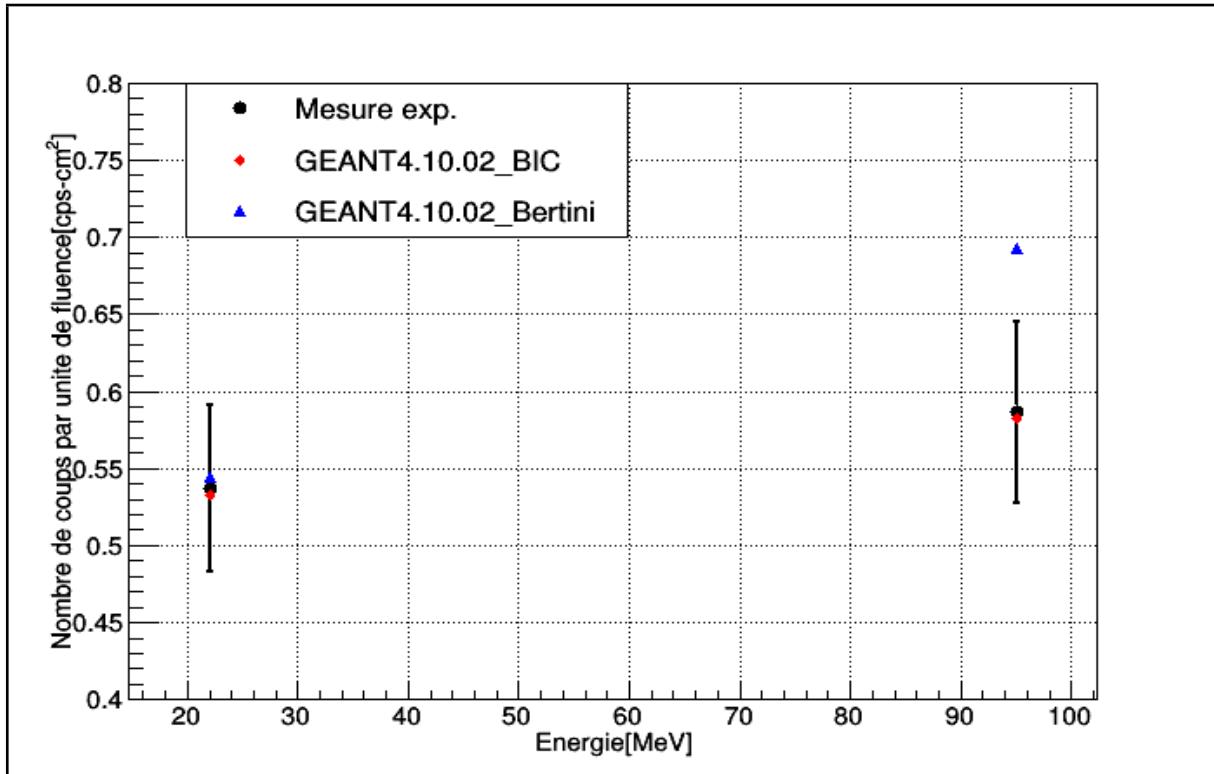


Figure V.27. La réponse pour la position de référence hors axe à 0,15 m.

E. En dehors du faisceau

Les tableaux V.27, 28, 29 ainsi que les figures V.28, 29, 30 montrent les résultats des comparaisons lorsque le WENDI-2 se trouve en dehors de l'ACF comme le montre les coordonnées de positionnement (1^{ère} colonne des tableaux V.27, 28, 29). Les résultats montrent une sous-estimation de la réponse simulée par GEANT4 pour les deux modèles physiques avec des écarts se situant entre 30-50 %. Les positions hors axes étant de très faible fluence, il est difficile d'atteindre une bonne statistique pour les simulations. On a des incertitudes de simulation qui se trouvent entre 19-35 % pour les trois énergies de neutrons QMN, ainsi que les modèles physiques de GEANT4 utilisés.

Energie : 173,4 MeV Position en m (X,Y,Z)	Simulations (coups-cm ²)		Mesure	BERT	BIC	Mesure/Simulation	
	BERT	BIC	Coups-cm ²	Ecart (%)	Ecart (%)	BERT	BIC
9.5,0.30,0	0,0268	0,0249	0,0390	-31,29	-36,22	1,46	1,57
9.5,0.50,0	0,0160	0,0144	0,0250	-35,73	-42,38	1,56	1,74
9.5,0.85,0	0,0088	0,0087	0,0160	-44,95	-45,76	1,82	1,84
11,1.2,0	0,0049	0,0048	0,0095	-48,01	-49,53	1,92	1,98
7,1.0,0	0,0158	0,0148	0,0241	-34,77	-38,91	1,53	1,64

Tableau V.27. La réponse pour la position hors axe pour l'énergie de 173,4 MeV.

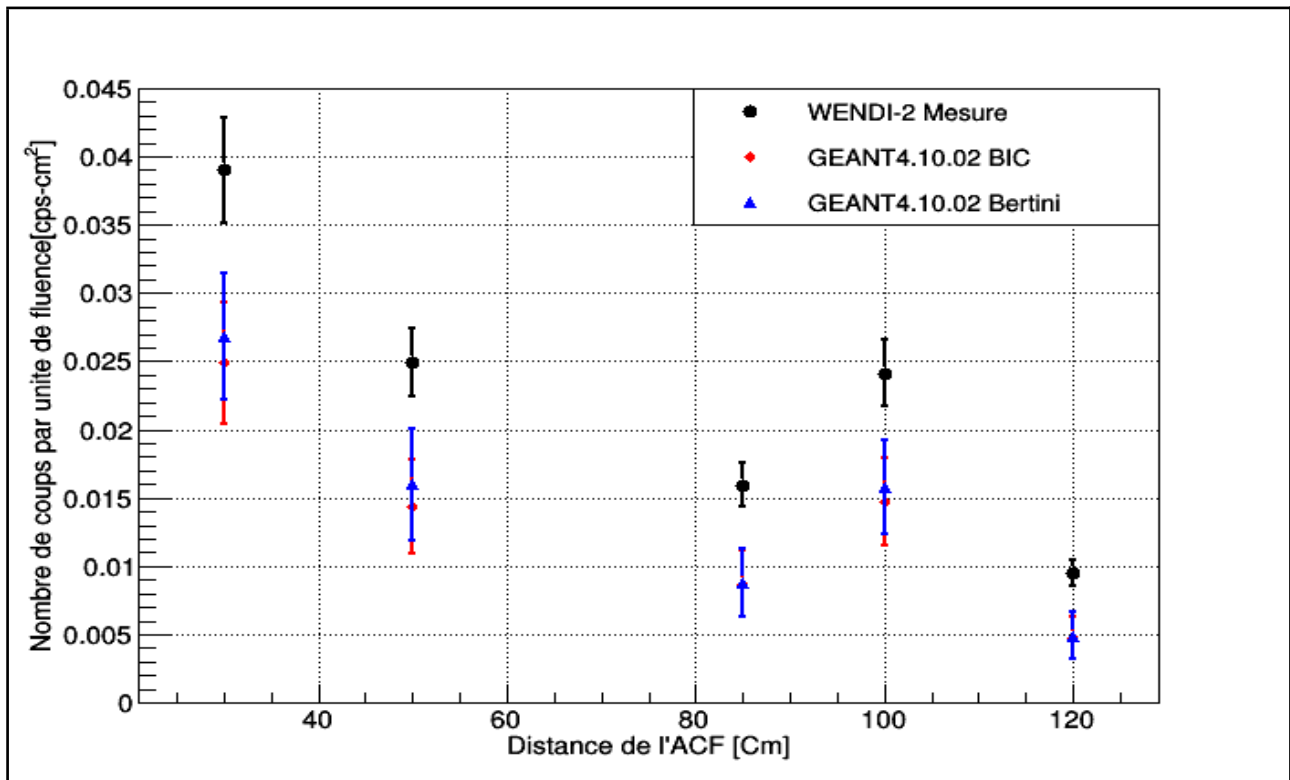


Figure V.28. La réponse pour la position hors axe pour l'énergie de 173,4 MeV.

Energie : 93,1 MeV Position en m (X,Y,Z)	Simulations (coups-cm ²)		Mesure	BERT	BIC	Mesure/Simulation	
	BERT	BIC	Coups-cm ²	Ecart (%)	Ecart (%)	BERT	BIC
9.5,0.30,0	0,0230	0,0219	0,0361	-36,39	-39,37	1,57	1,65
9.5,0.50,0	0,0082	0,0079	0,0148	-44,63	-46,67	1,81	1,88
9.5,0.85,0	0,0040	0,0038	0,0075	-47,09	-48,98	1,89	1,96
11,1.2,0	0,0024	0,0023	0,0046	-47,49	-49,17	1,90	1,97
7,1.0,0	0,0074	0,0071	0,0110	-32,30	-35,04	1,48	1,54

Tableau V. 28. La réponse pour la position hors axe pour l'énergie de 93,1 MeV.

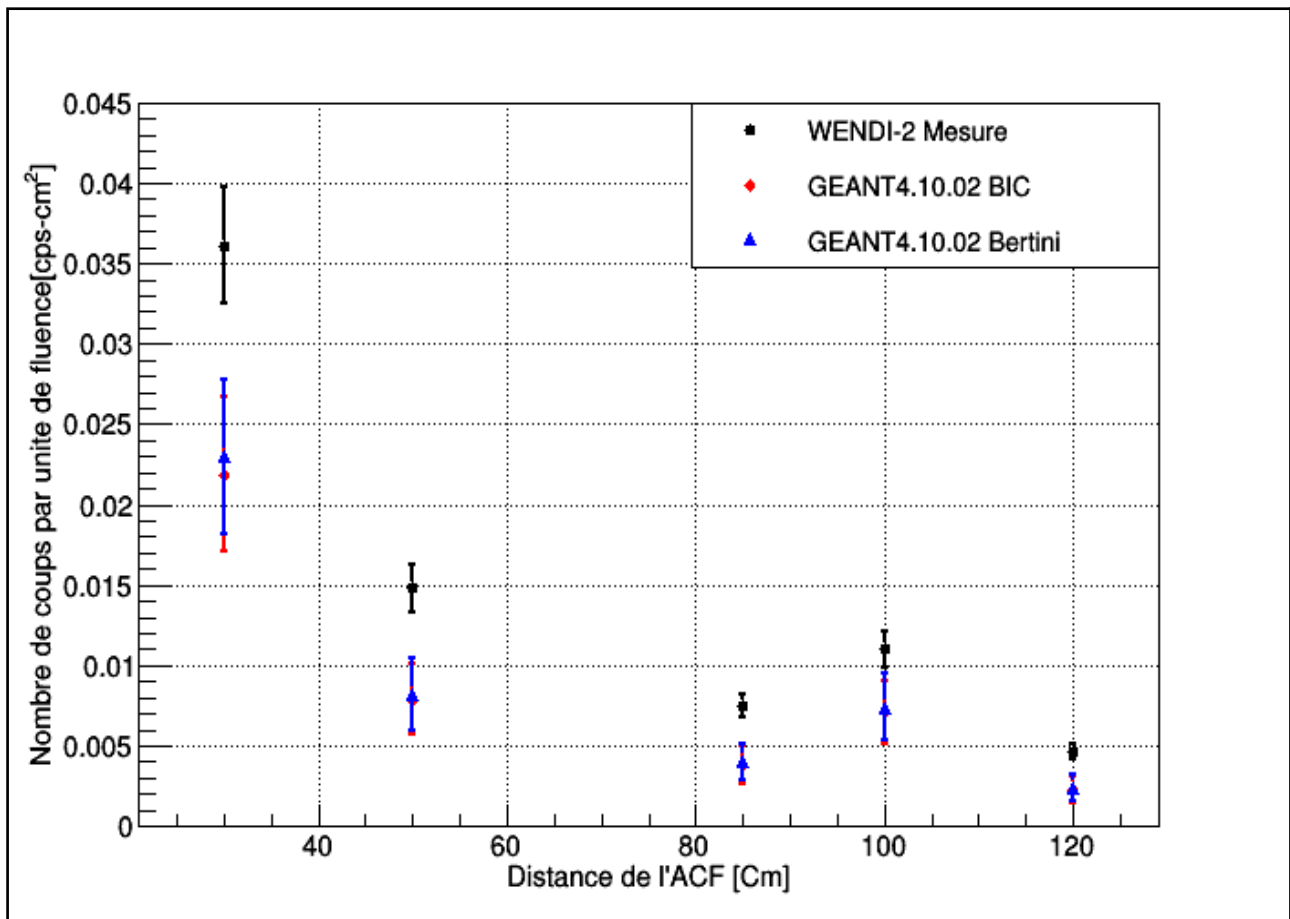


Figure V.29. La réponse pour la position hors axe pour l'énergie de 93,1 MeV.

Energie : 21,8 MeV Position en m (X,Y,Z)	Simulations (coups-cm ²)		Mesure	BERT	BIC	Mesure/Simulation	
	BERT	BIC	Coups-cm ²	Ecart (%)	Ecart (%)	BERT	BIC
9.5,0.30,0	0,0156	0,0150	0,0244	-36,28	-38,56	1,57	1,63
9.5,0.50,0	0,0064	0,0062	0,0111	-41,91	-43,73	1,72	1,78
9.5,0.85,0	0,0050	0,0048	0,0085	-41,01	-42,70	1,70	1,75
11,1.2,0	0,0037	0,0036	0,0056	-33,95	-35,32	1,51	1,55
7,1.0,0	0,0100	0,0097	0,0144	-30,72	-32,60	1,44	1,48

Tableau V.28. La réponse pour la position hors axe pour l'énergie de 21,8 MeV.

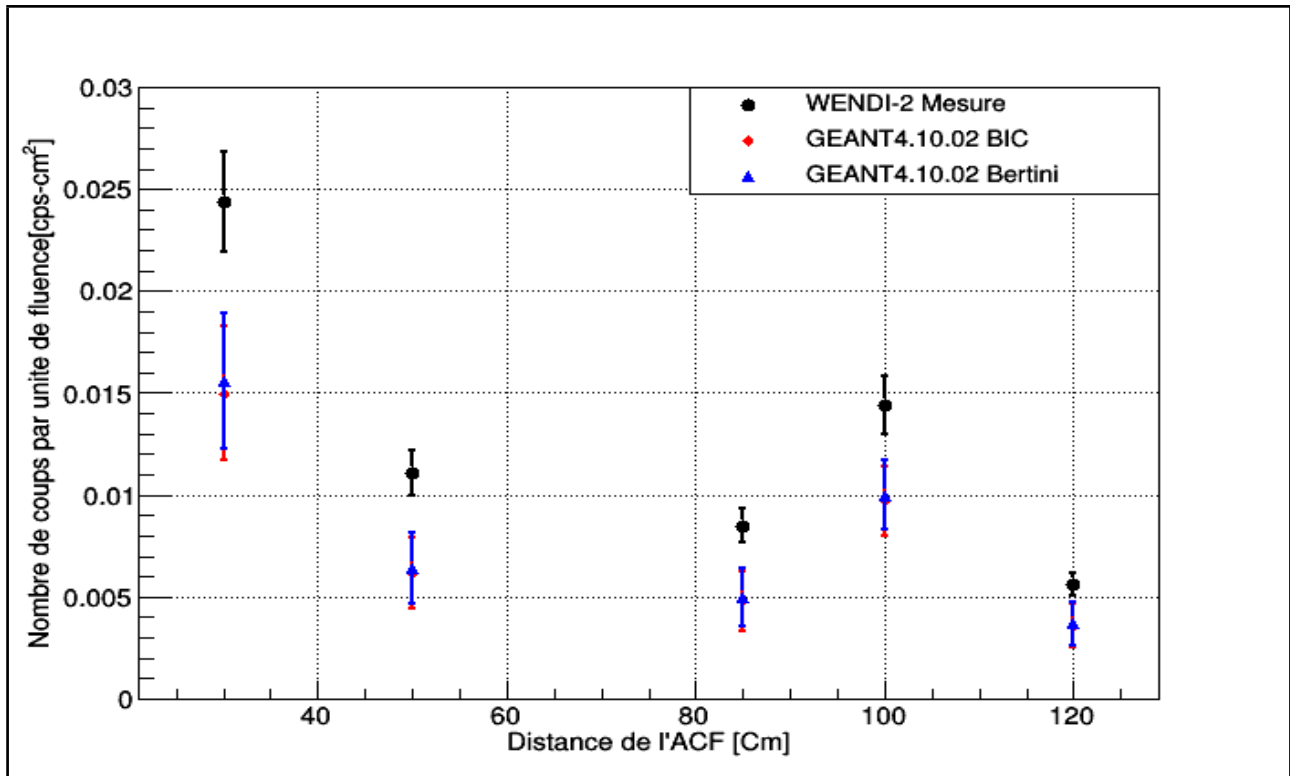


Figure V.30. La réponse pour la position hors axe pour l'énergie de 21,8 MeV.

V.5.2.4. Comparaison des mesures d'Olsher et les simulations de GEANT4

Dans cette partie, nous nous intéressons aux mesures effectuées par Olsher et al. [185] au centre du TSL d'Uppsala. Ils ont irradié le détecteur WENDI-2 en utilisant quatre énergies de faisceau de neutrons QMN (voir tableau V.29). La production de ces neutrons est basée sur l'irradiation des cibles de ⁷Li enrichi à 99,99 % de différentes épaisseurs selon l'énergie des protons primaire. Le tableau V.29 montre les paramètres d'irradiation lors des mesures d'Olsher et al. [185]. Dans leurs mesures, ils ont intercalé des plaques (filtres) en polyéthylène pour éliminer les faibles énergies en dessous de 20 MeV, afin de durcir le faisceau. L'épaisseur du polyéthylène utilisée pour chaque faisceau a été déterminée par des simulations MCNPX. Les épaisseurs du filtre sont indiquées dans le tableau V.29. Selon leurs simulations, l'utilisation de ces filtres a permis d'améliorer la fraction de la fluence des neutrons dans le pic des hautes énergies (k_{pic}), passant $\sim 0,4$ à $\sim 0,6$ pour chaque énergie de faisceau QMN.

Energie nominale des protons [MeV]	50	100	150	180
Energie Pic E_n des neutrons [MeV]	46,5	94,5	142,7	172,8
Epaisseur cible [mm]	4	8	24	24
Epaisseur polyéthylène [cm]	30	35	50	50

Tableau V.29. Les paramètres d'irradiation des mesures d'Olsher et al. [185].

La publication d'Olsher et al. ne mentionne pas tous les paramètres d'irradiation du détecteur WENDI-2. Cependant, il est fort probable qu'ils ont choisi la taille du faisceau pour irradier tout le détecteur à la position de mesure. Nous avons donc pris comme paramètres de simulation, les mêmes que ceux que nous avons utilisés pour nos mesures lorsque le détecteur est irradié à la position de référence (position n°1 du tableau V.7). La mise en forme du faisceau est effectuée à l'aide d'un collimateur cylindrique de 10,2 cm de diamètre pour avoir un faisceau de 25 cm de diamètre à la position d'irradiation, afin de couvrir tout le détecteur.

Pour les simulations avec GEANT4, la géométrie de la salle a été prise en compte. La définition de la distribution du spectre pour l'irradiation s'est basée sur les spectres calculés par GEANT4, n'ayant pas ceux qui ont été calculés par le personnel du TSL durant les mesures. La réponse a été normalisée par la fluence des neutrons d'irradiation à la position de mesure. Cette fluence a été également déterminée par les simulations. Les erreurs de mesure ne sont pas considérées ici, car non mentionnées dans l'article d'Olsher et al. [185] Pour la simulation, nous avons utilisé un nombre important d'événements par nœud sur les 400 nœuds que nous avons utilisés parallèlement, en utilisant des graines différentes pour générer des nombres pseudo-aléatoires de simulation. Le nombre d'événement important de simulation nous a permis d'arriver à une erreur statistique $< 1\%$.

Les résultats qui sont présentés dans le tableau V.30 montrent des écarts ne dépassant pas 10 % pour les deux modèles physiques utilisés dans les calculs et pour tous les énergies. On peut constater que les simulations de GEANT4 sont en accord avec les mesures d'Olsher et al. [185], si nous supposons que les paramètres de simulation que nous avons considérés coïncident avec les conditions de mesures, et en considérant les erreurs (qui ne sont pas quantifiées ici) sur les mesures, telles que les erreurs sur la fluence des neutrons d'irradiation ou sur la reproductibilité des mesures, et d'autres.

Energie [MeV]	Simulations(coups-cm ²)			Ecart (%)		Mesure/Simulation	
	BERT	BIC	Mesure	BERT	BIC	BERT	BIC
175,8	0,84	0,74	0,76	10,49	-2,55	0,91	1,03
142,7	0,72	0,65	0,67	8,02	-3,14	0,93	1,03
94,5	0,67	0,61	0,63	6,68	-3,03	0,94	1,03
46,5	0,61	0,52	0,56	9,59	-7,89	0,91	1,09

Tableau V. 30. Comparaison des mesures d'Olsher et al. [185] avec les simulations de GEANT4.

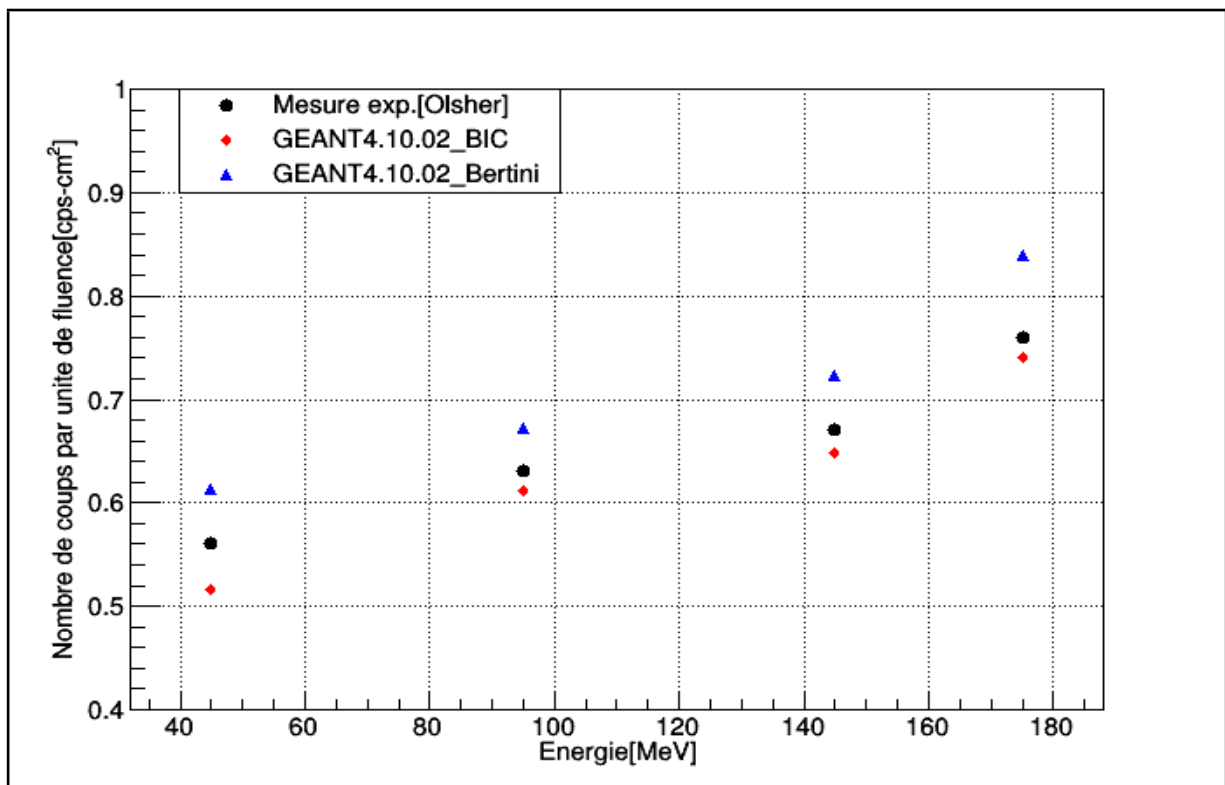


Figure V.32. Comparaison des mesures d'Olsher et al. [185] de la réponse du détecteur WENDI-2 selon les énergies de neutrons QMN indiquées dans le tableau V.29.

V.6. Conclusion

Le but de ce chapitre était de valider la réponse du détecteur WENDI-2 en utilisant des faisceaux de neutrons QMN et en comparant ces mesures expérimentales à nos simulations avec GEANT4. Les mesures ont été effectuées avec des énergies du pic de 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV. Les moniteurs de neutrons utilisés pour déterminer la fluence donnent la contribution du pic dans le spectre, la fluence maximale peut être déterminée en utilisant un facteur k_{pic} qui est une fraction des neutrons dans le pic par rapport à tout le spectre. Cette fraction est déterminée par le personnel du TSL avec une erreur allant jusqu'à 10 %, ce qui entraîne une incertitude systématique assez importante (probablement ~20-30 %) sur le calcul de la fluence. Un grand soin doit être apporté à la calibration de ces moniteurs pour pouvoir déterminer d'une façon précise la fluence d'irradiation du détecteur, qui sert à la normalisation de nos mesures pour pouvoir faire une comparaison. La méthode qui est utilisée pour cette calibration au centre du TSL a été détaillée dans ce chapitre. Ensuite, le calcul du spectre des neutrons produits doit également être déterminé avec attention. Dans ce travail, nous avons essayé de simuler ces spectres, avec différents modèles physique de GEANT4, seul le modèle QGSP_BIC_AllHP récemment implémenté dans GEANT4, reproduit plus ou moins les spectres tels qu'elles ont été déterminé par le personnel du TSL.

La comparaison de nos résultats montre des différences entre le modèle de Bertini et BIC, comme c'est le cas dans les simulations du chapitre 4. En comparant les résultats des mesures, on remarque que le modèle de BIC donne des résultats proches des mesures expérimentales avec une différence n'excédant pas 20 % pour les trois énergies. Les mesures effectuées dans la zone de faible fluence ou en dehors du faisceau (zone de transmission, pénombre) montrent des écarts importants par rapport aux simulations, ce qui en premier lieu peut être expliqué par la faible statistique, car dans certains cas, le détecteur n'est irradié que par des neutrons diffusés par les murs en béton de la salle d'irradiation.

Conclusion Générale

La protonthérapie est une technique de la radiothérapie utilisant des protons. Ses propriétés physiques, telles que le dépôt de la grande partie de dose à la fin de leur parcours en profondeur (pic de Bragg), ainsi que la dispersion très étroite due à la masse du proton sont très avantageuses et permet l'administration précise d'une dose dans le volume tumoral, ce qui donne la liberté d'augmenter la dose aux tumeurs sans craindre de donner une dose non tolérable aux tissus et organes traversés par le faisceau d'irradiation. En comparaison avec la radiothérapie conventionnelle utilisant les photons, la protonthérapie permet de donner une dose létale aux tumeurs très radio-résistants et réduire fortement la dose inutile aux tissus sains environnants, ce qui permet de réduire les récives et les cancers radio-induits.

Les faisceaux de protons utilisés en protonthérapie ont typiquement des énergies comprises entre 50 MeV et 230 MeV. A ces énergies, les protons ont une probabilité faible, mais significative de subir des réactions nucléaires non élastiques, qui entraînent la production non désirée de particules secondaires telles que des neutrons, des protons, des ions et des photons gamma. La production de telles particules se produit, par exemple, à l'intérieur de l'accélérateur de protons, de la ligne de faisceau, dans la tête de traitement (Gantry) et du patient. Beaucoup de particules secondaires générées sont des rayonnements ionisants qui peuvent occasionner des effets néfastes sur les personnes exposées (risque des cancers). Ces particules secondaires peuvent également donner une dose additionnelle et non désirée aux patients. Cependant, ces doses peuvent être réduites considérablement en utilisant la technique de diffusion active pour délivrer le faisceau, au lieu de la technique de diffusion passive. Pour protéger le public (visiteurs ou accompagnateurs des patients) et le personnel à l'intérieur de l'établissement, le rayonnement secondaire créé doit être atténué le plus possible par des murs de blindage appropriés pour que les doses à l'extérieur de ceux-ci se trouvent dans les limites imposées par la réglementation en vigueur en matière de radioprotection. Ces blindages peuvent être déterminés au moyen de code de simulation Monte Carlo avant leur installation.

En plus de ces murs de protection, la réglementation, impose des contrôles d'ambiance effectués selon le protocole utilisé par le centre de protonthérapie. Ces contrôles se font à l'intérieur de la salle de traitement ou autour de celle-ci. Selon les

particules, ces contrôles sont effectués par des détecteurs appropriés. Pour les neutrons, différents détecteurs ont été conçus et le compteur WENDI-2 est parmi les plus importants, car il est très sensible aux neutrons et dans une gamme assez large d'énergie.

Le but premier de ce travail était de valider la fonction de réponse du détecteur WENDI-2 pour son utilisation dans un centre de protonthérapie. L'une des originalité de ce travail a été de baser toutes les simulations sur le code GEANT4. Les résultats de simulation obtenus avec GEANT4 ont d'abord été confrontés aux résultats obtenus par d'autres auteurs avant de les comparer à des résultats expérimentaux. Nous avons notamment comparé la réponse du WENDI-2 avec les coefficients de conversion fluence-H * (10). Les résultats de GEANT4 montrent une cohérence avec les autres codes, sauf que dans les énergies thermiques, il y a une surestimation de GEANT4 d'environ 44 %. Dans l'intervalle de 20 MeV jusqu'à 500 MeV, la fonction de réponse de GEANT4 en utilisant le modèle de Bertini surestime la réponse comparativement à celle de la littérature, avec des écarts maximal de 55 % pour l'énergie de 180 MeV, tandis que le modèle BIC dans cette intervalle sous-estime la réponse et donne des écarts d'environ 22 %. Au-dessus de cette énergie pour le BIC, le rapport entre les résultats diminue fortement et les écarts montent jusqu'à 57 % pour l'énergie de $5 \cdot 10^3$ MeV, tandis que les écarts diminuent pour le modèle de Bertini avec une différence ne dépassant pas 24 %.

Dans la deuxième partie de notre travail, nous avons effectué des comparaisons avec les mesures expérimentales effectuées dans un centre qui fournit un faisceau des neutrons QMN. Des mesures expérimentales ont été effectuées avec le compteur WENDI-2. Les faisceaux d'énergies de 21,8 MeV, 93,1 MeV et 173,4 MeV ont été utilisés pour irradier le détecteur. Ces neutrons sont produits par l'irradiation des cibles de ^7Li enrichis à 99,9 %. La fluence des neutrons d'irradiation est déterminée avec des moniteurs montés sur la ligne du faisceau. Mais ces moniteurs nous donnent la contribution du pic de haute énergie dans le spectre, ce qui favorise l'erreur sur la fluence, si les spectres ne sont pas bien déterminés. Nous avons simulé les spectres avec le programme GEANT4, ce qui a mis en évidence le problème d'utilisation des différentes listes physiques de GEANT4 sur des cibles minces et de numéro atomique faible. L'introduction d'une nouvelle liste (QGSP_BIC_AllHP) pour le traitement des protons, a permis de résoudre ce problème, et nous avons pu obtenir des spectres simulés avec un pic dans les hautes énergies centré sur une énergie inférieure à celle

des protons d'irradiation et un continuum d'énergie inférieure au pic et distribué sur tout le spectre.

Nous avons comparé les mesures à des réponses simulées obtenues par différentes listes physiques de GEANT4.10.02. Les mesures ont tendance à être inférieures aux réponses simulées, avec des écarts plus petits pour le modèle physique de BIC par rapport au modèle de Bertini. Ce constat a été également obtenu dans les simulations de V. De Smet [142] avec le code MCNPX qui surestime également la réponse du WENDI-2. De plus des simulations précédentes avec GEANT4 montrent les mêmes différences entre le modèle BIC et Bertini.

Il est important de noter que par rapport aux résultats obtenus précédemment, dans les mêmes conditions expérimentales [142], nos simulations obtenues avec la version 4.10.02 de GEANT4 se rapprochent des valeurs mesurées d'au moins 10 % par rapport aux simulations utilisant une version antérieure de GEANT4 (4.9.6) [142]. En outre, les simulations obtenues avec le modèle physique BIC de GEANT4 se rapprochent des résultats expérimentaux de 5 à 10 % des valeurs expérimentales si on compare avec les simulations obtenues avec MCNPX2.1.5, souvent utilisé comme référence [142]. Le modèle BIC de GEANT4 (4.10.02), utilisant les spectres calculés par l'équipe du TSL se rapproche à moins de 2σ des valeurs mesurées.

Pour réduire l'impact de l'incertitude liée au facteur k (rapport entre la fluence dans le pic et la fluence totale), nous avons également effectué des mesures en intercalant des plaques de polyéthylène pour durcir le faisceau. Là aussi, les meilleurs résultats sont obtenus avec le BIC. A une énergie de 93,4 MeV, l'accord avec les mesures expérimentales est de l'ordre de 12 %.

De nombreuses mesures ont également été faites en dehors de l'ACF. Dans tous les cas, les simulations surestiment les mesures. Mais, il est important de noter que malgré l'utilisation d'un cluster de 400 nœuds de calcul, il a été difficile d'atteindre une statistique suffisante à ces positions. En effet, l'erreur statistique sur les simulations s'élève à plus de 20 % (contre moins de 1 % sur l'ACF).

Finalement, étant suffisamment confiants de nos simulations de GEANT4, nous avons tenté de reproduire des résultats obtenus par Olsher [184] au TSL. Nos simulations reproduisent assez fidèlement ces résultats, avec des différences variant

entre 2 et 10 %, en notant que BIC sous estime systématiquement et que BERT surestime systématiquement la réponse.

On peut donc conclure de ce travail que tout d'abord les simulations de GEANT4 s'améliorent avec la version et semble à présent se rapprocher des valeurs expérimentales à presque 1σ . Dans ce cas précis de cette validation avec un faisceau QMN, il subsiste néanmoins un grand incertitude sur le rapport entre la fluence au pic en énergie et la fluence totale. Sans une meilleure estimation de ce paramètre, il est difficile de valider plus précisément la fonction de réponse du WENDI-2 à haute énergie.

Pour cela, des mesures supplémentaires dans d'autres centres de recherche, comme le RCNP d'Osaka au Japon, où une meilleure caractérisation du spectre semble possible serait souhaitable.

Bibliographie

- [1] Organisation Mondiale de la Santé. Principaux faits. Dans OMS, Cancer, 2018. Repéré à <http://www.who.int/fr/news-room/fact-sheets/detail/cancer>.
- [2] Freddie Bray, Jacques Ferlay, Isabelle Soerjomataram, Rebecca L. Siegel, Lindsey A. Torre, Ahmedin Jemal. Global Cancer Statistics 2018: GLOBOCAN Estimates of Incidence and Mortality Worldwide for 36 Cancers in 185 Countries. CA Cancer J Clin, 2018. <https://doi.org/10.3322/caac.21492>.
- [3] Ferlay J, Soerjomataram I, Ervik M, Dikshit R, Eser S, Mathers C, Rebelo M, Parkin DM, Forman D, Bray, F. GLOBOCAN 2012 v1.0, Cancer Incidence and Mortality Worldwide: IARC CancerBase No.11. Lyon, France: International Agency for Research on Cancer; 2013. Available from: <http://globocan.iarc.fr>, accessed on 24/03/2018.
- [4] B.W. Stewart, C.P. Wild. World Cancer Report 2014, International Agency for Research on Cancer, World Health Organization, ISBN: 978-9-28320-429-9, 2014.
- [5] Graeme J Poston, Section I.1. Is there a surgical oncology? In: Textbook of surgical oncology, G.J. Poston, R.D. Beauchamp, T.J.M. Ruers (Eds.), Informa UK, ISBN: 978-1-84184-507-4, 1- 4, 2007.
- [6] Louise J. Murray, Martin H. Robinson. Radiotherapy: technical aspects. Medecine, 44 (1) : 10-14, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.mpmed.2015.10.013>.
- [7] P. Jain, A. Saleem, P. Price, Section I.3. Principles of adjuvant radiotherapy, in: Textbook of surgical oncology, G.J. Poston, R.D. Beauchamp, T.J.M. Ruers (Eds.), Informa UK, ISBN: 978-1-84184-507-4, 11-20, 2007.
- [8] E. Chan, J.B. Berlin, Section I.4. Principles of chemotherapy, in: Textbook of surgical oncology, G.J. Poston, R.D. Beauchamp, T.J.M. Ruers (Eds.), Informa UK, ISBN: 978-1-84184-507-4, 21-31, 2007.
- [9] Jacinta Abraham, John Staffurth. Hormonal therapy for cancer. Medecine, 44 (1) : 30-33, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.mpmed.2015.10.014>
- [10] Philip Charlton, James Spicer. Targeted therapy in cancer. Medecine, 44 (1) : 34-38, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.mpmed.2015.10.012>

- [11] Hossein Borghaei, Mitchell R. Smith, Kerry S. Campbell. Immunotherapy of cancer. *European Journal of Pharmacology*, 625 : 41–54, 2009. <https://doi.org/10.1016/j.ejphar.2009.09.067>
- [12] Delaney G, Jacob S, Featherstone C, Barton M. The Role of Radiotherapy in Cancer Treatment: Estimating Optimal Utilization from a Review of Evidence-Based Clinical Guidelines. *Cancer*, 104 (6):1129–1137, 2005; . <https://doi.org/10.1002/cncr.21324>
- [13] C. Champion. Interaction des ondes et des particules avec la matière biologique. Institut de Physique de Metz, LPMC – e2phy, 2002. Repéré à <http://e2phy.in2p3.fr/2002/actes/champion.doc>
- [14] André Wambersie, La radiothérapie : Du radium aux accélérateurs linéaires et ions lourds dans le traitement du cancer : apport de l’UCL, 1995. Repéré à <http://www.md.ucl.ac.be/histoire/livre/Rth.pdf>.
- [15] Herman Suit, Marcia Urie. Proton beams in radiation therapy, *Journal of the National Cancer Institute*, 84 (3), 155-164, 1992. <https://doi.org/10.1093/jnci/84.3.155>
- [16] J. Doyena, P. Y. Bondiaua, K. Benezerya, J. Thariata, M. Vidala, A. Gérarda, J. Héraulata, C. Carrieb, J. M. Hannoun-Lévia. Indications and results for proton-therapy in cancer treatments. *Cancer/Radiotherapy* 20(6-7), 513–518, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.canrad.2016.06.005>
- [17] IBA, Annual Report, 2017. Repéré à https://ibaworldwide.com/sites/proton-therapy/files/media_document/ibal01_6033_ra2016_fr-web-a4_08052017.pdf.
- [18] W. H. Bragg et R. Kleeman, On the ionization curves of radium, *Philosophical Magazine*, S6, p. 726-738, 1904.
- [19] Martin Jermann. Particle Therapy Statistics in 2014. *International Journal of Particle Therapy*, Vol. 2, No.1, pp. 50-54, Summer 2015. <https://doi.org/10.14338/IJPT-15-00013>.
- [20] ICRU 51, International Commission on Radiation Units & measurements, Quantities and units in radiation protection dosimetry, ICRU Report 51, 1993.
- [21] ICRP 103, The 2007 recommendations of the international commission on radiological protection - ICRP Publication 103, *Annals of the ICRP*, Volume 37, pp.1–332, 2007.

- [22] ICRU 49. Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, Report 49 (1993).
- [23] H.Frank, Attix, Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. A Wiley-Interscience Publication, New York Chichester Brisbane Toronto Singapore (1986).
- [24] ICRU 85. Fundamental quantities and units for ionizing radiation. Journal of the ICRU Vol 11 No 1 (2011) Report 85.
- [25] ICRP 26, Recommendations of the international commission on radiological protection. Report 26 (1977).
- [26] ICRP 60, the 1990 recommendations of the international commission on radiological protection - ICRP Publication 60, Annals of the ICRP, Volume 21, pp.1-3, 1991.
- [27] ICRP 74, Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRP Publication 74 (1996).
- [28] ICRU 40, The quality factor in radiation protection, ICRU Report 40, Bethesda, Maryland (E.U.), 1986.
- [29] ICRU 78, Prescribing, Recording, and Reporting Proton-Beam Therapy (ICRU Report 78), Journal of the ICRU, Vol. 7, ICRU, 2007.
- [30] D. PAUL. Grandeurs de protection en dosimétrie externe. Radioprotection, 35(4): 457-471, 2000.
- [31] Abdel-Mjid Nourredinne, Métrologie des rayonnements ionisants et mesures environnementales. Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), Strasbourg. Repéré à <http://www.cenbg.in2p3.fr/heberge/EcoleJoliotCurie/coursannee/cours/coursAbdelMjidNourreddine.pdf>
- [32] ICRU 39. Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources. ICRU Report 39, 1985.
- [33] Goodhead D.T. Initial events in the cellular effects of ionizing radiation: clustered damage in DNA. Int J Radiat Biol, 65 : 7-17, 1994.
- [34] Cadet J., Berger M., Douki T., Ravanat J.-L. Oxidative damage to DNA: formation, measurement, and biological significance. Rev Physiol Biochem Pharmacol 1997 ; 131 : 1-87.

- [35] Grubbé E H. X-ray Treatment : its Origin, Birth, and Early History. St Paul and Minneapolis: Bruce Publishing Co; 1949.
- [36] K. Jayarajan, D. C. Kar, R. Sahu, M. G. Radke, Manjit Singh. BARC develops cobalt-60 teletherapy machine for cancer treatment, 2005. Repéré à <http://www.barc.gov.in/publications/nl/2005/200502-2.pdf>
- [37] Appareil de Radiothérapie au ^{60}Co de l'Énergie Atomique du Canada. Repéré le Juillet 2018 <https://ingeniumcanada.org/scitech/collections-recherche/artefact-appareil-de-radiotherapie-au-cobalt-60-energie-atomique-canada-limitee.ph>
- [38] Philippe Coucke. Aperçu de la radiothérapie, 2013. Repéré Mars 2018 à https://www.ulg.ac.be/upload/docs/application/pdf/2013-05/verviers_13_mai_2013.pdf.
- [39] IMRT Collaborative Working Group. IMRT: current status and issues of interest. International journal of radiation oncology, biology and physics, 51(4):880 – 914, 2001. [https://doi.org/10.1016/S0360-3016\(01\)01749-7](https://doi.org/10.1016/S0360-3016(01)01749-7).
- [40] Robert R. Wilson, "Radiological Use of Fast Protons", Radiology, 47:487-491 (1946). <https://doi.org/10.1148/47.5.487>
- [41] Richard Wilson, "A Brief History of the Harvard University Cyclotrons", Harvard University Press, pp 9, 2004.
- [42] Cornelius A. Tobias, Hal O. Anger, John H. Lawrence. Radiological use of high energy deuterons and alpha particles, American Journal of Roentgenology Radiation Therapy and Nuclear Medicine, 67:1-27, 1952.
- [43] Falkmer S, Fors B, Larsson B, et al. Pilot study on proton irradiation of human carcinoma [J] Acta Radiol., 58(1):33–51, 1962.
- [44] Lawrence JH, Tobias CA, Born JL, et al. Pituitary irradiation with high-energy proton beams: a preliminary report [J] Cancer Res., 18(2):121–134, 1958.
- [45] Larsson B. , Svedberg, T. , Tyren H. Radiotherapy at the depth with protons from the Uppsala synchrocyclotron, The Swedish Cancer Society Year Book 1957, 41.
- [46] The Harvard Cyclotron Laboratory”. Harvard University. Retrieved 2009.
- [47] <http://www.clatterbridgecc.nhs.uk/professionals/physics-department/cyclotron>.
- [48] B. Gottschalk A. M. Koehler J. M. Sisterson M. S. Wagner "Synchrocyclotron survivor to bow out after 50 years" Cern Courier vol. 39 no. 1 1999.
- [49] www.ptcog.ch

- [50] Régis Ferrand. La protonthérapie, technique de pointe à l'interface entre la physique et la médecine. Revue de la société Française de Physique n°26 octobre, 4-9, 2011. <http://dx.doi.org/10.1051/refdp/20112604>
- [51] G.B. Coutrakon, "Accelerators for heavy-charged-particle radiation therapy", Technology in Cancer Research & Treatment6, n°4 Supp.(2007) 49-54.
- [52] R. Sayah, Evaluation des doses dues aux neutrons secondaires reçues par les patients de différents âges traités par protonthérapie pour des tumeurs intracrâniennes, Université Paris XI, 2013.
- [53] <http://phys4med.be/beams/protons>.
- [54] H. Paganetti, T. Bortfeld. Chap.27. Proton Therapy. In New Technologies in Radiation Oncology (MedicalRadiology Series) (Eds.) W. Schlegel, T. Bortfeld and A.-L. Grosu Springer Verlag, Heidelberg, ISBN 3-540-00321-5, 345-363, October 2005.
- [55] W. T. Chu, B. A. Ludewigt et T. R. Renner, Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams, Rev. Sci. Instrum., vol. 64, no 8, p. 2080-2083, 1993.
- [56] Massachusetts General Hospital Cancer Center, What is proton beamtherapy? Principles of proton beam therapy, URL: <http://www.massgeneral.org/radiationoncology/AboutProtonTherapy.aspx>
- [57] Kawachi K., Kanai T., Matsuzawa H., Inada T. Three dimensional spot beam scanning method for proton conformation radiation therapy. Acta Radio1 Oncol (Suppl) 1983; 364:81-8.
- [58] Fabrice LE FOULHER, Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie, Université Claude Bernard Lyon-I, 2010.
- [59] Mazal A., Delacroix S., Ar ianer J., Clapier F., Nauraye C., Louis M., Rosenwald J.C. ,Bridier A. , Habrand J.L. La protonthérapie : bases physiques et technologiques Bulletin du Cancer/Radiothérapie, 83, 230-246, 1996. [https://doi.org/10.1016/S0924-4212\(97\)86059-8](https://doi.org/10.1016/S0924-4212(97)86059-8).
- [60] PTCOG, Particle Therapy Co-Operative Group. Shielding design and radiation safety of charged particle therapy facilities, 2010.

- [61] Paganetti H. Nuclear interactions in proton therapy: dose and relative biological effect distributions originating from primary and secondary particles. *Phys Med Biol* 47, 747-64, 2002. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/47/5/305>
- [62] Hultqvist M, Gudowska I. Secondary doses delivered to an anthropomorphic male phantom under prostate irradiation with proton and carbon ion beams. *Radiat Meas* 45, 1410-13, 2010. <http://dx.doi.org/10.1016/j.radmeas.2010.05.020>
- [63] International Commission on Radiation Units and Measurements, Clinical neutron dosimetry. Part I : Determination of absorbed dose in a patient treated by external beams of fast neutrons ICRU report 45 , 1989.
- [64] D.J. Brenner, E.J. Hall, Secondary neutrons in clinical proton radiotherapy: a charged issue, *Radiotherapy and Oncology* 86, 165–170, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.radonc.2007.12.003>
- [65] B. Clasié, A. Wroe, H. Kooy, N. Depauw, J. Flanz, H. Paganetti, et al., Assessment of out-of-field absorbed dose and equivalent dose in proton fields, *Medical Physics* 37, 311–321, 2010. <https://doi.org/10.1118/1.3271390>
- [66] Bohr N. The penetration of charged particles through matter. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 18(18) : 1-144, 1948.
- [67] D.F. Measday, C. Richard-Serre, Loss of protons by nuclear interactions in various materials. *Nuclear Instrument and Methods*, Volume 76, Issue 1, pp 45-54, 1969. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(69\)90287-0](https://doi.org/10.1016/0029-554X(69)90287-0)
- [68] E. Weisskopf. *Rev. Mod. Phys.* 29, no. 174 (1957).
- [69] Quentin DUCASSE, Etude de la méthode de substitution à partir de la mesure simultanée des probabilités de fission et d'émission gamma des actinides ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np et ^{238}Np , Thèse 2015.
- [70] N. Austern. *Direct nuclear reaction theories*. ISBN 0471037702, no. XXV, 1970.
- [71] B.R. Martin, *Nuclear and particle physics - an introduction*, (2006).
- [72] N. Bohr, Neutron Capture and Nuclear Constitution - *Nature* 137 : 344-348, 1936.
- [73] Réaction de spallation. Repéré Mai 2017 à http://irfu.cea.fr/Sap/Phoce/Vie_des_labos/Ast.
- [74] R. Serber, *Nuclear Reactions at High Energies*. *Phys. Rev.* 72, 1114 (1947).

- [75] William R. Leo, Techniques for Nuclear Particule Physics Experiments .A how-to Approach, Second revised edition, Springer-Verlag, 1992.
- [76] H. Bethe, Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie, Ann. Phys., vol. 397, pp. 325–400, 1930. <https://doi.org/10.1002/andp.19303970303>
- [77] F. Bloch, Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie, Annalen der Physik, vol. 408, no. 3, pp. 285–320, 1933. <https://doi.org/10.1002/andp.19334080303>
- [78] F. Bloch, “Bremsvermögen von atomen mit mehreren elektronen,” Z. Phys. A : Hadrons Nucl., vol. 81, pp. 363–376, 1933. <https://doi.org/10.1007/BF0134455>
- [79] S. P. Ahlen, “Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles,” Rev. Mod. Phys., vol. 52, pp. 121–173, 1980. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.52.121>
- [80] S.P. Ahlen : Phys. Rev. A25, 1856 (1982).
- [81] H. W. Barkas, Nuclear Research Emulsions. Academic, New York, 1963, vol. 1.
- [82] Energie, matière et rayonnement : protons énergétiques. Url : <https://www.annabac.com/annales-bac/protons-energetiques>.
- [83] O.B. Firsov, Sov. Phys. JETP 9 , 1076 (1959).
- [84] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker and J. Chang. ESTAR, PSTAR, and ASTAR : Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. web site (2017). - url : <http://physics.nist.gov/stopping-Power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>.
- [85] Lewis, H. W. (1950). Multiple scattering in an infinite medium, Phys. Rev. 78, 526.
- [86] KATZ, L. et PENFOLD, A. S., Rev. Mod. Phys. 24, 28-44 (1952).
- [87] Handel Davies, H. A. Bethe, and L. C. Maximon. Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. II. Integral Cross Section for Pair Production. Phys. Rev. 93, 788, 1954. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.93.788>
- [88] H. Bethe, J. Ashkin, passage of radiations through Matter in "Experimental Nuclear Physics", ed. E. Segré, J. Wiley, New York, 1953, p. 253.

- [89] G. Molière, “Theorie der streuung schneller geladener teilchen ii, mehrfach-und viel-fachstreuung,” Z. Naturforsch. A, vol. 3A, 1948.
- [90] V.L. Highland : Nucl.Instr. And Meth. 129, 497 (1975). Highland. V. L. Some practical remark on multiple scattering. Nucl. Instr. and Meth. 129 (1975) 497-499 and Erratum Nucl. Instr. and Meth.161 (1979) 17, in U. Schneider, J.Besserer, P.Pemler : On small angle multiple Coulomb scattering of protons in the Gaussian approximation. Z. Med. Phys. 11 (2001) 110- 118.
- [91] S. Eidelman. «Review of Particle Physics.» Physics Letters B, vol. 592 pp.1+. <http://pdg.lbl.gov> (2004).
- [92] Le Foulher. «Simulations Monte Carlo et mesures de l’émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie.» Ph.D. thesis, Université de Lyon (2010).
- [93] Rappel sur la relativite restreinte, URL: <http://www.ppemons.umh.ac.be>
- [94] Sz. Borsanyi, S. Durr, Z. Fodor, C. Hoelbling, S.D. Katz, S. Krieg, L. Lellouch, T. Lippert, A. Portelli, K.K. Szabo, B.C. Toth, Ab initio calculation of the neutron-proton mass difference.
- [95] P. Reuss. Précis de neutronique. EDP Sciences, 2003.
- [96] NNDC. National Nuclear Data Center, Evaluated Nuclear Data File (ENDF). Brookhaven National Laboratory. Url <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [97] Alex F. Bielajew, Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport, September 2001.
- [98] Nicholas Metropolis, «The Beginning of the Monte Carlo Method», Los Alamos Science, n°15,1987 , p.125-130.
- [99] Nicholas Metropolis et Stanislaw Ulam, The Monte Carlo Method, Journal of the American Statistical Association, vol. 44, n° 247, September 1949, p. 335-341.
- [100] J.V. Siebers, Monte Carlo for Radiation Therapy Dose Calculations, Monte Carlo Refresher Course AAPM (2002).
- [101] Cyril Dieudonné ,“Accélération de la simulation Monte Carlo du transport des neutrons dans un milieu évoluant par la méthode des échantillons corrélés”, thèse, décembre 2013.

- [102] Gianluca Bontempi, Eythan Levy. Syllabus info-F-305, Cours de Modélisation et Simulation. Répère à <http://www.ulb.ac.be/di/map/gbonte/modsim/syl.pdf>
- [103] Mathilde Soucarros. Analyse des générateurs de nombres aléatoires dans des conditions anormales d'utilisation. Analyse numérique [math.NA]. Université de Grenoble, 2012.
- [104] H. Rahimov, M. Babaie, H. Hassanabadi, Improving Middle Square Method RNG Using Chaotic Map, Applied Mathematics, 2(2011), 482-486. <http://dx.doi.org/10.4236/am.2011.24062>
- [105] Derrick H. Lehmer. Mathematical methods in large-scale computing units. Dans Proceedings of the Second Symposium on Large Scale Digital Computing Machinery pages 141–146, Cambridge, United Kingdom, 1951. Harvard University Press.
- [106] Wolfhard Janke, PseudoRandom Numbers : Generation and Quality Checks, Institute for Theoretical Physics, University of Leipzig, Germany, August 2010.
- [107] Karl Entacher, A collection of selected pseudorandom number generators with linear structures, August, 1997.
- [108] Anderson S.L. (1990) Random number generators on vector supercomputers and other advanced architectures, Soc Ind Appl Math Rev. 32 : 221- 51.
- [109] James F. A review of pseudorandom number generators, Computer Physics Communications, 60 : 329 - 344, 1990.
- [110] Zerby C.D, A Monte Carlo calculation of the response of gamma-ray scintillation counters, Methods in Computational Physics 1, Ed. Alder B, Fernbach S, Rotenberg M, Academic Press, New York, 89-134 (1963).
- [111] Agostinelli et al., GEANT4 - a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 506:250–303, 2003.
- [112] Geant4 collaboration. - url : <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [113] Geant4 collaboration. User's guide for Application/Toolkit developers - Version : geant4 10.02 (december 2015). - url : <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [114] <http://hypernews.slac.stanford.edu/HyperNews/hypernews/index>.
- [115] Geant4 Collaboration: Introduction to Geant4-Version : geant4 10.02 (December, 2015).-url: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation>

- [116] Marie VANSTALLE. Dosimétrie électronique et métrologie neutrons par capteur CMOS à pixels actifs. Université de Strasbourg, thèse 2011.
- [117] Physics Reference Manual, Version: geant4.10.02 (December, 2015). url: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides>
- [118] Eric Le Gentil, Analyse des résidus de spallation et des particules associées dans la réaction Fe+p à 1 GeV par nucléon, Université d'Evry-Val d'Essonne, 2006.
- [119] K. Lieser. Nuclear and Radiochemistry: Fundamentals and Applications. Wiley-VCH, Weinheim, 1997.
- [120] H. W. Bertini, Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation, Phys. Rev. 131 : 1801-1821, 1963.
- [121] H. W. Bertini, Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and comparisons with Experiment, Phys. Rev. 188 : 1711-1729, 1969.
- [122] H. W. Bertini, Nonelastic Interactions of Nucleons and π Mesons with Complex Nuclei at Energies Below 3 GeV, Phys. Rev. C 6 : 631-659, 1972.
- [123] G. Folger et al. , The Binary Cascade, Eur. Phys. J. A 21 ,407-417, 2004.
- [124] M. Goldberger, The Interaction of High Energy Neutrons and Heavy Nuclei, 30. Phys. Rev. 74, (1948), 1269.
- [125] N. Metropolis, R. Bibins, M. Storm, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies, Physical Review 110, (1958), 185ff.
- [126] J. J. Griffin, Statistical Model of Intermediate Structure, Physical Review Letters 17, (1966), 478-481.
- [127] M. P. Guthrie, R. G. Alsmiller and H. W. Bertini, Nucl. Instr. Meth, 66, 1968, 29.
- [128] Aatos H., Nikita S. et al., Bertini intra-nuclear cascade implementation in GEANT4. California, USA, 2003.
- [129] H. Kümmel, J.H.E. Mattauch, W. Thiele, A.H. Wapstra. A new mass law with shell and deformation corrections. Nuclear Physics, Volume 81, Issue 1 (1966), Pages 129-154.

- [130] A. Ribon et al, “Transition Between Hadronic Models in GEANT4,” IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (2009).
- [131] A. Heikkinen and N. Stepanov, “Bertini Intra-Nuclear Cascade Implementation in GEANT4,” Computing in High Energy and Nuclear Physics (2003).
- [132] G. Floger, V.N. Ivanchenko and J.P. Wellisch, “The Binary Cascade,” The European Physical Journal A 21 (2004) 407- 417.
- [133] N. Ratcliffe, "Potential of a Compact Low Energy Proton Accelerator for Medical Applications", PhD thesis, University of Huddersfield (2014).
- [134] N. Ratcliffe et al. , "GEANT4 Target Simulations for Low Energy Medical Applications", in Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, paper THPWA039 (2013).
- [135] M. Abs et al., “IsoDAR@KamLAND: A Conceptual Design Report for the Technical Facility,” arXiv:1511.05130 [physics.acc-ph].
- [136] <https://www-nds.iaea.org>
- [137] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada and J. Katakura. Jendl-4.0 : A new library for nuclear science and engineering. In Journal of Nuclear Science and Technology, volume 48, pp. 1–30 (2011). <http://www.ndc.tokai-sc.jaea.go.jp/jendl/jendl.html#jendl-sp>
- [138] A. Nouri, P. Nagel, N. Soppera, A. Ahite, B. Taton, J. Patrouix, F. Lecompanon, C. Cunin, O. Rioland and L. d’Eurveilher. JANIS : a new software for nuclear data service. - url : <http://www.oecd-nea.org/janis>.
- [139] R.H. Olsher, H.H. Hsu, A. Beverding, J.H. Kleck, W.H. Casson, D.G. Vasilik, et al., WENDI: an improved neutron rem meter, Health Physics 79, 170–181, 2000.
- [140] L. Jägerhofer, E. Feldbaumer, C. Theis, S. Roesler, H. Vincke, A new method to calculate the response of the WENDI-II rem counter using the FLUKA Monte Carlo Code, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 691, 81–85, 2012.
- [141] T. Vanaudenhove, Shielding study against high-energy neutrons produced in a proton therapy facility by means of Monte Carlo codes and on-site measurements, PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, 2014.

- [142] V. De Smet, I. Gerardy, F. Stichelbaut, S. Tolo, MCNPX simulations of the response of the extended-range rem meter WENDI-2, *Nuclear Technology and Radiation Protection* 29(Suppl.), 25–30, 2014.
- [143] T. W. Crane and M. P. Baker. Neutron detectors. In D. Reily, N. Ensslin, H. J. Smith, and S. Kreiner, editors, *Passive Non-destructive Assay of Nuclear Materials*, pages 379–406. U.S. Nuclear Regulatory Commission, Washington DC, 1991.
- [144] K.-H. Beckurts, K. Wirtz, *Neutrons Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, pp. 59-61 (1964).
- [145] Détecteurs de neutrons. Repéré juin 2018 à http://metronu.ulb.ac.be/npauly/Pauly/metronu/2_11.
- [146] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, pp.519-520 (2010).
- [147] G.A. Ferguson. Electron Mobility in Boron Trimethyl Rev. Sci. Inst. 28. 893, 1957.
- [148] W.R. Mills, Jr., R.I. Caldwell, I.L. Morgan. Rev. Sci. Inst. 33. 866, 1962.
- [149] S. Shalev, Z. Fishelson, J.M. Guttler, The Wall Effect in ³He Counters *Nuclear Instruments and Methods* 71 (1969) 292.
- [150] E.J.Fairley, A.R. Spowart, *Nuclear Instruments and Methods* 150, (1978) 159.
- [151] S. Yamaguchi, *Nuclear Instruments and Methods A* 274, (1989) 573.
- [152] J.R.P. Eaton, J. Walker, *Proc. Phys. Soc. (London)* 83, (1964) 301.
- [153] D.R. Johnson, J.H. Thorngate, P.T. Perdue, *Nuclear Instruments and Methods* 75 (1969) 61.
- [154] M.G. Silk, *Nuclear Instruments and Methods* 66, (1968) 93.
- [155] G.B. Bishop, *Nuclear Instruments and Methods* 6 , (1968) 247.
- [156] T. Fuse, T. Miura, A. Yamaji, T. Yoshimura, *Nuclear Instruments and Methods* 74 (1969) 322.
- [157] E. Dietze et al, *Nuclear Instruments and Methods A* 332 (1993) 521.
- [158] N. Takeda, K. Kudo, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 41 (4) (1994) 880.
- [159] M.J. Loughlin, J.M. Adams, G. Sadler, *Nuclear Instruments and Methods A* 294 (1990) 606.

- [160] Igushi, N. Nakayamada, H. Takahashi, M. Nakazawa, Nuclear Instruments and Methods A 353, (1994) 152.
- [161] Johann Gironnet. Spectrométrie de neutrons rapides par bolomètres à cible lithium pour la réduction du fond des expériences de détection directe de matière noire. Thèse, Université Paris Sud II, 2010.
- [162] Silari et al., Intercomparison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field. Part III: Instrument response. Radiation Measurements, 44:673–691, 2009.
- [163] I. O. Andersson and J. Braun. A neutron rem counter with uniform sensitivity from 0.025 eV to 10 MeV. Proceedings of Neutron Dosimetry, IAEA, Vienna, 2:85–89, 1963.
- [164] NCRP. Report 38. Protection against neutron radiation. National Council on Radiation Protection and Measurements, Washington, DC, 1971.
- [165] Thermo Fisher Scientific, FH 40 G Multi-Purpose Digital Survey Meter, URL:<https://www.thermofisher.com/order/catalog/product/4254002>.
- [166] R. T. Devine, L. L. Romero, D. W. Gray, D. T. Seagraves, R. H. Olsher, and J. P. Johnson. Evaluation of spectrum measurement devices for operational use. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 476:416–422, 2002.
- [167] F. Gutermuth, T. Radon, G. Fehrenbacher, and R. Siekmann. Test of the rem-counter WENDI-II from Eberline in different energy-dispersed neutron fields. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, GSI preprint report, GSI-2004-05 ; EXT-2004-085, 2004.
- [168] R. H. Olsher and T. D. McLean. High-energy response of the PRESCILA and WENDI-II neutron rem meters. Radiation Protection Dosimetry, 130(4):510–513, 2008.
- [169] Y. Chen and S. Ahmad. Evaluation of inelastic hadronic processes for 250 MeV proton interactions in tissue and iron using GEANT4. Radiation Protection Dosimetry, 136(1):11–16, 2009.
- [170] H. Yasuda and K. Yajima. Characterization of Radiation Instruments at the Summit of Mt. Fuji. Radiation Measurements, 45:1600–1604, 2010.
- [171] S. Agosteo and M. Silari. Measurements of radiation fields around high-energy proton accelerators. Radiation Protection Dosimetry, 116(1-4):366–373, 2005.

- [172] D. Shin, M. Yoon, J. Kwak, J. Shin, S. B. Lee, S. Y. Park, S. Park, D. Y. Kim, and K. H. Cho. Secondary neutron doses for several beam configurations for proton therapy. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, 74(1):260–265, 2009.
- [173] T. Cywicka-Jakiel, L. Stolarczyk, J. Swakoń, P. Olko, and M. P. R. Waligórski. Individual patient shielding for a proton eye therapy facility. *Radiation Measurements*, 45:1127–1129, 2010.
- [174] S. Yonai, N. Matsufuji, T. Kanai, Y. Matsui, and K. Matsushita. Comparison of measured and calculated in-air secondary neutrons in passive carbon-ion radiotherapy. *Radiation Measurements*, 45:1369–1373, 2010.
- [175] H. Yasuda, J. Lee, K. Yajima, J. A. Hwang, and K. Sakai. Measurement of cosmic-ray neutron dose onboard a polar route flight from New York to Seoul. *Radiation Protection Dosimetry*, 146(1-3):213–216, 2011.
- [176] LND, INC. 252180 Cylindrical High Temperature He3 Neutron Detector, product specifications available at <http://www.lndinc.com/products/552/>.
- [177] Geant4 Material Database, <http://geant4.web.cern.ch/geant4>.
- [178] T. Koi. Thermal neutron scattering from nuclei within chemically bound atoms in geant4. In *IEEE 2006 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging. Conference Records*, San Diego, USA, 2006.
- [179] Mattes and Keinert T. Status of thermal neutron scattering data for graphite. IAEA, Nuclear data section, Vienna, 2005.
- [180] Christian Dieter Pioch. Measurement and Simulation of the Radiation Environment in the Lower Atmosphere for Dose Assessment. Thesis, Technical University of Munich, 2012.
- [181] <http://www.tsl.uu.se/>
- [182] Prokofiev A.V., Blomgren J., Bystrom O., Ekstrom C., Pomp S., Tippawan U., Ziemann V., Osterlund M. The TSL neutron beam facility *Radiation Protection Dosimetry*, 126(1-4), 18-22 (2007).
- [183] Prokofiev A.V., Blomgren J., Majerle M., Nolte R., Rottger S., Platt S.P., Smirnov A.N. Characterization of the ANITA neutron source for accelerated SEE testing of The Svedberg Laboratory *IEEE Radiation effects Data Workshop*, Quebec, Canada, July 20-24, 2009, 166-173.

- [184] Olsher, R.H., Thomas D. McLean, High-energy response of the PRESCILA and WENDI-II neutron REM meters, radiation protection Dosimetry 1-4 (2008).
- [185] Fakir, H., Sachs, R. K., Stenerlöv, B. and Hofmann, W., Clusters of DNA double-strand breaks induced by nitrogen ions for varying LETs and doses: experimental measurements and theoretical analyses. Radiation Research, 166, 917-927 (2006).
- [186] Alexander Prokofiev. Progress at irradiation facilities at The Svedberg Laboratory. ERINDA progress meeting, Prague January 16, 2012.
- [187] D. M. van Rooyen 1 , E. Blomquist*, K. Gajewski, E. Grusell*, B. Gålnander, B. Lundström, M. Pettersson, A. V. Prokofiev, C. Vallhagen Dahlgren, Experience of cyclotron operation with beam sharing at TSL (2010).
- [188] S. Pomp, A. V. Prokofiev and al., The New Uppsala neutron beam Facility. Presented at the International Conference on Nuclear Science and Technology, Santa Fe, NM, USA (2004).
- [189] L. Tommasino, N. Klein, and P. Solomon, “Thin-film breakdown counter of fission fragments,” Journal of Applied Physics, vol. 46, no. 4, pp. 1484 –1488, Apr. 1975.
- [190] V. Eismont, A. Prokofiev, and A. Smirnov, “Thin-film breakdown counters and their applications (review),” Radiation Measurements, vol. 25, no. 1-4, pp. 151–156, 1995.
- [191] A.N. Smirnov et al., Application of thin-film breakdown counters for characterization of neutron field of the VESUVIO instrument at the ISIS spallation source, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 687, pp. 14-22, 2012.
- [192] A.N. Smirnov et al., Characterisation of the high-energy neutron field at the ISIS-VESUVIO facility by means of thin-film breakdown counters, technical report RAL-TR-2010-024, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton U.K. (2010) [ISSN:1358-6254].
- [193] A.V. Prokofiev, Neutron monitors at TSL neutron facility. Technical Note 060829-1 (2014).
- [194] A.V. Prokofiev, A.N. Smirnov, Renberg. A Monitor of Intermediate-Energy Neutrons Based on Thin Film Breakdown Counters.
- [195] <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/index.jsp>, Brookhaven National Laboratory.

- [196] T. Bergmark, http://www4.tsl.uu.se/tsl_beams.html (private communication).
- [197] J. Ziegler, SRIM, The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/>
- [198] International Atomic Energy Agency (IAEA), Live Chart of Nuclides: nuclear structure and decay data, n.d., retrieved from url: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
- [199] H. Carcreff, Détection des rayonnements, Formation Nucléaire de Base, CEA Saclay, 2005.
- [200] http://doc.iihe.ac.be/wiki/t2b/index.php/Cluster_Overview
- [201] <http://physics.nist.gov/cgi-bin/star/compos.pl>
- [202] Cember, H., Johnson, T. E, Introduction to Health Physics, 4th Edition, McGraw-Hill, New York (2009).
- [203] S.G. Mashnik, M.B. Chadwick, P.G. Young, R.E. MacFarlane, and L.S. Waters, LANL Report LA-UR-00-1067 (2000).
- [204] A.V. Prokofiev, M.B. Chadwick, S.G. Mashnik, N. Olsson, and L.S. Waters, “Development and Validation of the ${}^7\text{Li}$ (p,n) Nuclear Data Library and Its Application in Monitoring of Intermediate Energy Neutrons”, Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement 2, vol.1, pp. 112–115 (2002).
- [205] Elke Passoth. REPORT on neutron beam irradiation in weeks 24 and 25, 2014 for project FA309. The Svedberg Laboratory, September 24, 2014.
- [206] F. Poignant, S. Penfold, J. Asp, P. Takhar, P. Jackson, GEANT4 simulation of cyclotron radioisotope production in a solid target, Physica Medica 32 (2016) 728–734.
- [207] ROOT User’s Guide. URL:<https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/users-guide/ROOTUsersGuide.html>.
- [208] Ratcliffe N, Barlow R, Bungau A, Bungau C, Cywinski R. GEANT4 target simulations for low energy medical applications. In: Proceedings of the 4th International Particle Accelerator, Conference IPAC 2013 JACoW, Shanghai, China. p. 3717–9. Url : <http://eprints.hud.ac.uk/id/eprint/18429/>
- [209] Geant4 Material Database. Url : <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Appendix/materialNames.html#geant4-material-database>.

[210] Adrien Cheminet. Développement d'un système opérationnel de spectrométrie des neutrons dédié à la caractérisation dynamique de l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre. Université de Toulouse. Thèse 2013.