Développement d'un télescope à protons de recul pour la spectrométrie neutron : applications à l'instrumentation de précision et à la protonthérapie

Rodolphe Combe

▶ **To cite this version:**

Rodolphe Combe. Développement d'un télescope à protons de recul pour la spectrométrie neutron : applications à l'instrumentation de précision et à la protonthérapie. Autre [cond-mat.other]. Université de Strasbourg, 2018. Français. NNT : 2018STRAE015 . tel-01960023

HAL Id: tel-01960023

https://theses.hal.science/tel-01960023

Submitted on 19 Dec 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE-PHYSIQUE

Université de Strasbourg, CNRS, IPHC UMR 7178, F-67000 Strasbourg, France

THÈSE présentée par :

Rodolphe COMBE

soutenue le : **13 septembre 2018**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique

Développement d'un Télescope à Protons de Recul pour la Spectrométrie Neutron :
Applications à l'Instrumentation de Précision et à la Protonthérapie

THÈSE dirigée par :

Dr. HUSSON Daniel	Maître de conférences, Université de Strasbourg (IPHC)

RAPPORTEURS :

Dr. MONTAROU Gérard	Directeur de recherche, Laboratoire de Physique de Clermont
Dr. SANTOS Daniel	Directeur de recherche, Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie - Grenoble

---

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Dr. HERAULT Joël	Physicien médical, Centre Antoine Lacassagne - Nice
Dr. RIPP-BAUDOT Isabelle	Directeur de recherche, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Dr. ARBOR Nicolas	Maître de conférences, Université de Strasbourg (IPHC)

Table des matières

Introduction **1**

1. Physique du neutron **3**
1.1. Le neutron . . . 3
1.1.1. La découverte du neutron . . . 5
1.1.2. Le moment magnétique du neutron . . . 6
1.1.3. Interaction neutron-matière . . . 6
1.1.4. Sources de neutrons . . . 10
1.2. Simulation Monte-Carlo des interactions rayonnement-matière . . . 14
1.2.1. Principe général . . . 14
1.2.2. Les principaux codes de simulation . . . 15
1.2.3. Physique des neutrons en simulation Monte-Carlo . . . 17

2. Instrumentation de précision **23**
2.1. Le LMDN et l'accélérateur AMANDE . . . 23
2.2. État de l'art . . . 24
2.3. Systèmes de détection . . . 25
2.3.1. Méthode du temps de vol . . . 25
2.3.2. Détection par modération des neutrons . . . 28
2.3.3. Détecteurs à capture . . . 32
2.3.4. Spectromètres à noyaux de recul . . . 34
2.4. Conclusion . . . 39

3. Le Télescope à Protons de Recul à pixels CMOS **41**
3.1. Le dispositif . . . 41
3.1.1. Physique des semi-conducteurs . . . 42
3.1.2. Les capteurs CMOS . . . 44
3.1.3. Premier Prototype de TPR . . . 46
3.1.4. Capteurs CMOS FastPixN . . . 48
3.1.5. Trajectographie et mesure de l'énergie . . . 50
3.2. Optimisation de la géométrie . . . 51
3.2.1. Simulation du TPR avec Geant4 . . . 53
3.2.2. Étude de l'influence de l'épaisseur du convertisseur . . . 54
3.2.3. Étude de l'influence de la distance inter-plan . . . 54
3.3. Étude du bruit de fond . . . 57
3.3.1. Étude des sources d'incertitudes du TPR . . . 57
3.3.2. Ajout d'un veto au TPR . . . 59
3.3.3. Suppression des sources de bruit de fond . . . 60

3.3.4. Réponse à des pics mono-énergétiques . . . 66
3.4. TPR à 2 plans . . . 67
3.4.1. Recherche de la meilleure configuration . . . 68
3.4.2. Irradiation par des neutrons de 4 MeV . . . 68
3.5. Conclusion . . . 69

4. Caractérisation expérimentale du capteur FastPixN 71
4.1. Introduction . . . 71
4.2. Test du FastPixN à AIFIRA . . . 71
4.2.1. La plateforme AIFIRA . . . 71
4.2.2. Dispositif . . . 73
4.2.3. Résultats . . . 76
4.2.4. Conclusion . . . 81
4.3. Test du FastPixN à Cyrcé . . . 82
4.3.1. La plateforme Cyrcé . . . 82
4.3.2. Dispositif . . . 82
4.3.3. Calibration en énergie du FastPixN avec Cyrcé . . . 85
4.3.4. Mesure de l'uniformité du capteur à Cyrcé . . . 90
4.4. Procédure d'étalonnage du TPR . . . 96
4.5. Conclusion . . . 98

5. Protonthérapie 101
5.1. Introduction . . . 101
5.1.1. Avantages et inconvénients de la protonthérapie . . . 101
5.1.2. Histoire de la protonthérapie . . . 104
5.2. Protonthérapie passive et active . . . 104
5.2.1. Protonthérapie passive . . . 105
5.2.2. Protonthérapie active . . . 106
5.3. Dosimétrie . . . 107
5.3.1. Calcul de la dose . . . 107
5.3.2. Dose au volume cible . . . 109
5.3.3. Dose périphérique . . . 110
5.4. Neutrons secondaires en protonthérapie . . . 113
5.4.1. Dépendances du spectre neutron . . . 114
5.5. Spectrométrie neutron en protonthérapie . . . 117
5.5.1. Système de Sphères de Bonner . . . 117
5.5.2. Les spectromètres à scintillateur plastique . . . 119
5.5.3. Les télescopes à protons de recul . . . 120
5.6. Conclusion . . . 121

6. Un Télescope à Protons de Recul pour la protonthérapie 123
6.1. Problématique protonthérapie . . . 123
6.2. Étude des coïncidences fortuites . . . 124
6.2.1. Modification de la simulation du TPR . . . 124
6.2.2. Nouvelles sources de bruit de fond . . . 125

6.3. Étude des grandeurs géométriques du TPR 125
6.3.1. Étude de l'influence de l'épaisseur du convertisseur 125
6.3.2. Étude de l'influence du matériau de la boîte 127
6.3.3. Étude de l'influence de la distance au convertisseur 128
6.3.4. Étude de l'influence de la distance à la diode 128
6.3.5. Résultat de l'optimisation 128
6.3.6. Étude de l'importance de la collimation 132
6.4. Modèles d'interaction nucléaire 137
6.4.1. Modèles d'interaction nucléaires dans Geant4 138
6.4.2. Caractérisation des neutrons secondaires 139
6.4.3. Spectres neutron 140
6.4.4. Capacité de distinction des modèles 142
6.5. Augmentation de la gamme en énergie 143
6.5.1. Épaisseur de convertisseur 143
6.5.2. Angle de détection 145
6.6. Conclusion 146

7. Conclusion et ouverture **147**

Annexes **150**

A. Algorithme de lecture des FastPixN **153**

B. Collisions élastiques **155**

C. Propagation des erreurs **159**

D. Tables de pertes d'énergie **161**

E. Résumé de [FMS14] **169**

Introduction

Les neutrons sont des particules d'intérêt dans de nombreux domaines. En tant que particule neutre composite et constituant du noyau, ils sont la cible ou le produit de nombreuses expériences de physique fondamentale. À l'inverse, ils constituent un bruit de fond important dans d'autres expériences pour ces mêmes raisons. Les neutrons sont également de plus en plus utilisés en tant qu'outils pour sonder la matière, qu'il s'agisse de constituants biologiques ou de nouveaux matériaux. Enfin, dans de nombreux domaines tels que la production nucléaire d'électricité, le retraitement des déchets nucléaires ou la médecine nucléaire, les neutrons sont un danger pour l'homme. Ainsi, tout un pan de la radioprotection est consacré à la mesure des neutrons indésirables.

En comparaison des photons et des particules chargées, les neutrons sont très difficiles à détecter. Ainsi, dans de nombreux cas, on se contente d'estimer de manière approximative leur nombre ou leur direction. Cependant, pour certaines applications, il est nécessaire de déterminer leur énergie, que ce soit pour évaluer le processus qui les a créés dans les expériences de physique, ou leur dangerosité dans le cadre de la dosimétrie. La spectrométrie neutron est un domaine en constante évolution, à l'image de l'évolution des domaines auxquels elle est appliquée. L'élargissement des domaines d'applications entraîne l'accroissement du nombre de dispositifs conçus mais également de la polyvalence de ces dispositifs. Néanmoins, il n'est jamais possible de concevoir un dispositif « omnivalent », et l'on est toujours restreint à une certaine gamme d'énergie, de flux, de résolution et d'efficacité, ce qui entraîne l'apparition de dispositifs plus ou moins spécialisés, et donc plus ou moins performants pour une application définie.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons travaillé, en collaboration avec le Laboratoire de micro-irradiation, de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) de l'Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire (IRSN), à l'élaboration d'un spectromètre neutron rapide capable de mesurer en temps réel l'énergie des neutrons entre 5 et 20 MeV, afin de reconstituer le spectre de l'accélérateur AMANDE (Accélérateur pour la Métrologie et les Applications Neutroniques en Dosimétrie Externe). Le dispositif retenu est un Télescope à Protons de Recul (TPR) à pixels CMOS ultra-rapide. Les capteurs FastPixN utilisés ont été conçus spécialement pour la mesure à haut-flux à l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC). Le travail de thèse a porté sur la définition des caractéristiques géométriques du TPR et la détermination de ses performances par simulation Monte-Carlo Geant4, ainsi que sur la caractérisation expérimentale des FastPixN et la conception de leur algorithme de lecture.

Dans un second temps, nous avons travaillé à l'application du TPR à un autre domaine : la mesure du spectre neutron en salle de protonthérapie. Grâce à sa vitesse de lecture très élevée, ce dispositif est capable de mesurer des spectres neutrons dans des conditions de haut flux, proche des conditions cliniques de traitement, tout en conservant une bonne ré-

solution en énergie. Actuellement, une controverse existe sur la dangerosité comparée des traitements de radiothérapie photon et de protonthérapie. Au cœur de ce débat, l'attention se porte sur l'effet néfaste des neutrons produits par les accélérateurs d'électrons et de protons utilisés pour les traitements, qui dépend de la quantité de neutrons produits et de leur énergie. La mesure du spectre neutron pour chaque traitement permettrait ainsi de comparer plus précisément les différentes modalités de traitement via l'amélioration de la précision du calcul de la dose neutron délivrée aux patients.

Ce manuscrit présente le travail de caractérisation du TPR et des capteurs FastPixN, selon le plan suivant :

— Le premier chapitre de cette thèse porte sur le neutron et les codes de simulation Monte-Carlo. Il s'attarde sur la physique particulière de cette particule neutre, ainsi que sur la façon dont celle-ci est traitée en simulation des interactions rayonnement-matière.

— Le second chapitre présente la première application du TPR, la métrologie des neutrons, ainsi qu'un état de l'art de la spectrométrie neutron pour la métrologie. Il présente le LMDN avec qui nous avons collaboré ainsi que les diverses techniques permettant de mesurer l'énergie des neutrons.

— Le troisième chapitre traite du dispositif que nous avons conçu et du travail de simulation Monte-Carlo Geant4 que nous avons effectué afin d'en tirer les meilleures performances. Les caractéristiques des différents composants du TPR sont exposés ainsi que les résultats obtenus quant à l'amélioration de sa résolution et de sa gamme d'énergie.

— Le quatrième chapitre est consacré à la caractérisation expérimentale des capteurs CMOS, que nous avons effectuée auprès des plateformes AIFIRA du Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG) et Cyrcé de l'IPHC. Celles-ci seront présentées ainsi que les informations que nous avons obtenues grâce à l'irradiation des capteurs.

— Le cinquième chapitre est dédié à la seconde application du TPR, la protonthérapie, ainsi qu'à l'état de l'art de la spectrométrie neutron pour la protonthérapie. Il s'attache notamment à l'étude de la production des neutrons en salle de protonthérapie et à la variabilité du spectre neutron.

— Le sixième chapitre concerne les modifications que nous devrons apporter au TPR afin de mesurer le spectre neutron en salle de protonthérapie. Il détaille également la possibilité d'utiliser le TPR pour comparer les différents modèles nucléaires utilisés pour simuler la production de neutrons en protonthérapie

1. Physique du neutron

1.1. Le neutron

Le neutron est une particule non-élémentaire d'une masse de $939.565379 \pm 2.1 \times 10^{-5}$ MeV et de spin 1/2. Sa masse est très proche de celle de son partenaire d'isospin, le proton, qui a une masse de $938.272046 \pm 2.1 \times 10^{-5}$ MeV. A l'état libre, le neutron est une particule instable qui se transforme en proton par désintégration β (figure 1.1) avec une demi-vie de 880.3 ± 1.1 s. A l'état lié, le neutron est stable et ses combinaisons avec le proton génèrent l'intégralité des noyaux atomiques existants. Le neutron est composé de deux quarks down (q=-1/3) et d'un quark up (q=+2/3) ce qui lui confère une charge de 0. Il interagit principalement par interaction forte. Néanmoins, du fait de la présence de charges positives et négatives à l'intérieur du neutron, celui-ci devrait exhiber un moment dipolaire électrique très faible ($d < 3 \times 10^{-26}$ e.cm) qui n'a pour l'instant pas pu être mesuré. Une valeur non nulle du moment électrique du neutron impliquerait une violation de la symétrie CP, et donc la présence de nouvelle physique. En effet, sous l'effet de la symétrie P ou T, un neutron avec un moment dipolaire électrique aligné sur le magnétique se transformerait en un « neutron jumeau » avec des moments opposés. Un tel état modifierait radicalement les propriétés nucléaires et est donc exclu. L'expérience n2EDM (Moment Dipolaire Électrique du neutron) située à l'Institut Paul Scherrer (PSI) vise actuellement à atteindre une limite sur cette mesure proche de 10^{-27} e.cm après 5 années de prises de données, soit aux alentours de 2020.

Les neutrons existent sous différentes formes, que ce soit des neutrons libres, comme par exemple les neutrons cosmiques ou les neutrons issus de la fission, ou des neutrons produits sous forme de faisceaux auprès de diverses installations (e.g. à l'ILL (Institut Laue Langevin) ou au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds)) pour des applications diverses allant de la physique nucléaire fondamentale à la biologie en passant par la caractérisation des matériaux. Les faisceaux de neutrons permettent en effet des mesures de diffractions dans l'esprit de la diffraction X mais avec une bien meilleure précision du fait de la plus faible longueur d'onde. Ils permettent également d'étudier des effets de magnétisme local grâce à leur moment magnétique.

Les neutrons sont généralement classés en fonction de leur énergie.

— Les neutrons de plus basses énergies sont les **neutrons ultra-froids (UCN)**. Ils ont une énergie de l'ordre de 10^{-7} eV soit environ 1 mK. À ces énergies, les neutrons vont être réfléchis à tous les angles d'incidence sur la plupart des matériaux. Cette propriété permet de stocker ces neutrons afin de les utiliser pour diverses expériences, avec une sensibilité accrue par rapport aux faisceaux de neutrons, comme la mesure des états gravitationnels du neutron (expérience GRANIT (Transitions

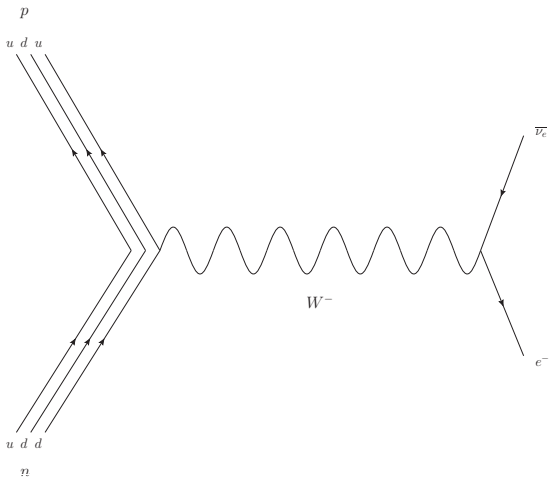


FIGURE 1.1. – Diagramme de Feynman de la désintégration β d'un neutron en un proton, un électron et un antineutrino électronique par l'intermédiaire d'un boson W^-

GRAvitationnelles Induites du Neutron)), la mesure du moment dipolaire électrique du neutron (n2EDM), ou encore la mesure du temps de vie des neutrons. Les UCN sont en général obtenus d'abord par modération de neutrons thermiques puis par échange de phonons avec de l'hélium superfluide.

— Les neutrons ayant une énergie comprise entre 3×10^{-7} et 5×10^{-5} eV sont nommés **neutrons très froids**.

— Les neutrons ayant une énergie comprise entre 5×10^{-5} et 25×10^{-3} eV sont nommées **neutrons froids**. Ce sont des neutrons ayant été modérés par des matériaux de température très inférieure à la température ambiante.

— Les neutrons ayant une énergie de l'ordre de 25 meV sont nommés **neutrons thermiques**. Cette énergie correspond à l'énergie thermique moyenne à la température ambiante. Un neutron modéré par un matériau à température ambiante et qui n'est pas absorbé aura donc une énergie de l'ordre de cette valeur.

— Les neutrons ayant une énergie comprise entre 25×10^{-3} et 5×10^{5} eV sont nommés **neutrons épithermiques**. Il s'agit typiquement de neutrons ayant été thermalisés par un modérateur en graphite dans un réacteur.

— Les neutrons ayant une énergie supérieure à 500 keV sont nommées **neutrons rapides**. Il s'agit en général de neutrons émis par des réacteurs ou des réactions nucléaires.

— Les neutrons d'énergie supérieure à 50 MeV sont nommés **neutrons relativistes**. Ils sont généralement produits par des rayons cosmiques ou auprès d'accélérateurs de particules.

1.1.1. La découverte du neutron

Jusqu'au début du 20e siècle, l'existence de l'atome était encore discutée par de nombreux scientifiques. Entre 1908 et 1913, à l'université de Manchester, Ernest Rutherford réalisa une série d'expériences consistant à mesurer la diffusion de particules α sur une feuille d'or. La diffusion à grand angle d'une infime portion des particules α fut interprétée comme résultant de la présence au centre de l'atome d'un élément très dense, le noyau [GM09]. À partir de ces mesures, Rutherford conçut un modèle d'atome avec un noyau chargé positivement au centre entouré d'un nuage d'électrons chargés négativement [Rut11].

En parallèle du travail de Rutherford, Frederic Soddy (qui fut élève de Rutherford) découvrit, à l'université de Glasgow, 40 éléments radioactifs entre le plomb et l'uranium [Sod17], dont le nombre de protons (Z) diffère de 11. Après avoir déterminé que plusieurs de ces éléments avaient les mêmes propriétés chimiques, il nomma *isotopes* les éléments de même propriétés chimiques mais de masses différentes.

En 1920, le noyau était supposé être composé de noyaux d'hydrogène de charge +1 donnant leur masse aux noyaux et d'électrons internes de charge -1 permettant de donner la bonne charge au noyau. En 1919, Rutherford avait publié son apparente découverte d'une particule de charge +2 et de masse 3 [Rut19]. Il postula alors l'existence d'une particule de charge +1 et de masse 2, que nous pouvons identifier au deutéron, et d'une partie de charge 0 et de masse 1, que nous pouvons identifier au neutron [Rut20]. En 1921, Rutherford nomma cette particule *neutron* alors que le mot *proton* était choisi pour le noyau d'hydrogène.

Pendant les années 20, différentes voix s'élevèrent contre le modèle des électrons internes. En effet, celui-ci ne permettait pas d'expliquer les structures hyperfines ou les spins nucléaires mesurés. En 1930, Bothe et Becker découvrirent que l'interaction des particules α avec certains éléments ($^{9}_{4}$B, $^{11}_{5}$Be, $^{7}_{3}$Li) produit un rayonnement très pénétrant. Ce rayonnement n'étant pas défléchi par un champ électrique, il fut assimilé au rayonnement γ. Deux ans plus tard, Irène et Frédéric Joliot-Curie montrèrent que ce rayonnement produisait des protons par interaction avec un matériau hydrogéné. Cette observation n'était pas incompatible avec l'hypothèse d'un rayonnement γ, mais la conservation de la quadri-impulsion obligeait celui-ci à avoir une énergie beaucoup trop élevée. Ettore Majorana déclara alors que cette interaction nécessitait une nouvelle particule, le neutron. En 1932, Chadwick répéta l'expérience et trouva que le rayonnement était composé de particules neutres de masse proche de celle du proton. Cela lui valut le prix Nobel de physique en 1935. Étant donné les problèmes du modèle des électrons internes, il fut rapidement accepté que le noyau était composé de protons et de neutrons. En 1932, Heisenberg proposa un modèle de noyau proton-neutron basé sur une théorie de l'interaction nucléaire dans laquelle il établit que le proton et le neutron sont différents états quantiques d'une même particule, le nucléon, qui ne diffèrent que par leur isospin [Hei32]. Néanmoins, il postule encore dans son modèle la présence d'électrons internes et définit le neutron comme un état lié de proton et d'électron interne.

Afin de résoudre le problème de la radioactivité β, Enrico Fermi publia en 1934 un article décrivant la désintégration du neutron en un proton, un électron et une particule encore à découvrir : le neutrino [Fer34]. Sa théorie permit de concilier la désintégration du neutron en proton et électron avec la distribution continue en énergie des rayonnements β.

La découverte du neutron et du positron en 1932 fut le début d'une vague de découvertes de nouvelles particules : le muon en 1936, les pions et kaons en 1947, le lambda en 1950 et nombres de hadrons dans les années 50-60. Afin d'organiser ces nouvelles particules, Gell-Mann [GM64] et Zweig [Zwe64] proposèrent indépendamment une *théorie des quarks*. Dans ce modèle, ces particules (dont le proton et le neutron) ne sont pas élémentaires mais composées dans diverses configurations de particules élémentaires nommés quarks. Ce modèle fut vérifié expérimentalement à la fin des années 60 avec la découverte des quarks up, down et strange au Centre de l'Accélérateur Linéaire de Stanford (SLAC).

1.1.2. Le moment magnétique du neutron

Le neutron est composé de trois quarks, chacun d'eux étant doté d'un spin et d'une charge. Cela leur confère un moment magnétique intrinsèque et la somme des moments magnétiques des quarks de valence et des divers composants de la mer de quarks génère ainsi le moment magnétique non-nul au neutron. La valeur la plus récente de la mesure du moment magnétique du neutron est $\mu_n = 9.6623647(23) \times 10^{-27}$ J.T^{-1} soit $1.91304272(45)\mu_N$ avec μ_N le magnéton nucléaire.

Peu de temps après la découverte du neutron en 1932, des indices ont suggéré que le neutron avait, étonnamment, un moment magnétique non-nul. En 1933, Otto Stern mesure à Hambourg [ES33] un moment magnétique anormalement élevé pour le proton. En 1934, Stern à Pittsburgh [ES34] et Rabi à New York [RKZ34] mesurent indépendamment les moments magnétiques du proton et du deutéron, confirmant ainsi la mesure de Stern mais découvrant également que le moment magnétique du neutron était non-nul. Le moment magnétique du neutron avait également été déterminé par Bacher à Ann Arbor [Bac33] et Tamm et Altshuler en URSS [AT34] par la mesure de la structure hyperfine du spectre atomique. À la fin des années 30, l'équipe de Rabi avait amélioré la précision de la mesure du moment magnétique du neutron grâce à la résonance magnétique nucléaire. La première mesure directe du moment magnétique du neutron fut réalisée par Alvarez et Bloch à Berkeley en 1940 [AB57]. Néanmoins, l'explication de l'existence du moment magnétique du neutron ne viendra qu'avec la découverte des quarks dans les années 1960.

1.1.3. Interaction neutron-matière

Du fait de son absence de charge électrique, le neutron ne se comporte pas de la même façon que les particules chargées. Il ne va pas interagir par interaction électromagnétique avec le cortège électronique des atomes, mais uniquement par interaction nucléaire avec les noyaux. Les sections efficaces sont donc beaucoup plus faibles que pour des particules interagissant par interaction électromagnétique, ce qui rend les neutrons très pénétrants. Les neutrons vont être capables de réaliser trois grands types d'interaction par ordre d'énergie croissante : la capture neutronique (Section 1.1.3.1), la diffusion élastique (Section 1.1.3.2) et les interactions inélastiques (Section 1.1.3.3).

1.1.3.1. Capture neutronique

La capture neutronique, ou absorption, se produit lorsqu'un neutron est capturé par un noyau. Le neutron est alors incorporé au noyau cible. Ce type de réactions est majoritaire pour les neutrons thermiques mais on trouve également des résonances à plus hautes énergies. Ces réactions peuvent produire différents types de rayonnements.

Rayonnement γ : le neutron est absorbé par le noyau cible et forme un nouveau noyau stable mais excité. Le noyau formé se désexcite en émettant un rayonnement γ caractéristique du noyau formé. On note ces réactions (n,γ). Un exemple typique de ce type de réaction est ^{113}Cd(n,γ)^{114}Cd, avec une section efficace pour les neutrons thermiques de 2.4×10^5 b et deux principaux pics γ à 558.6 et 651.3 keV. La section efficace de trois de ces réactions est représentée sur la figure 1.2.

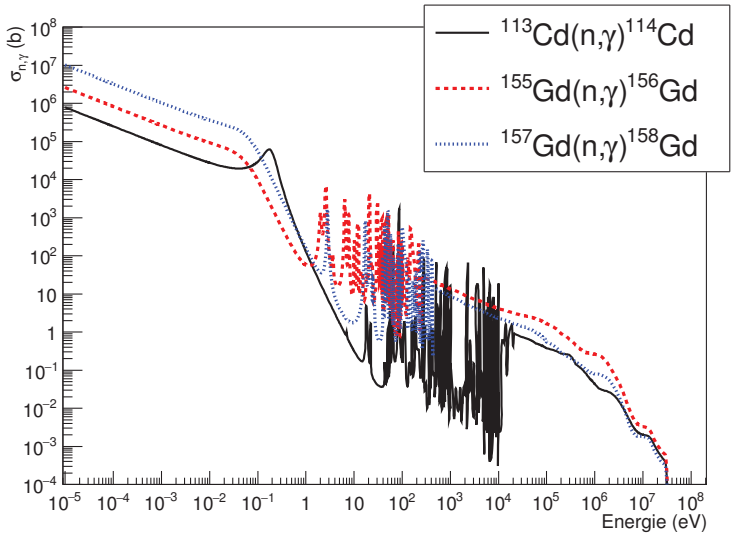


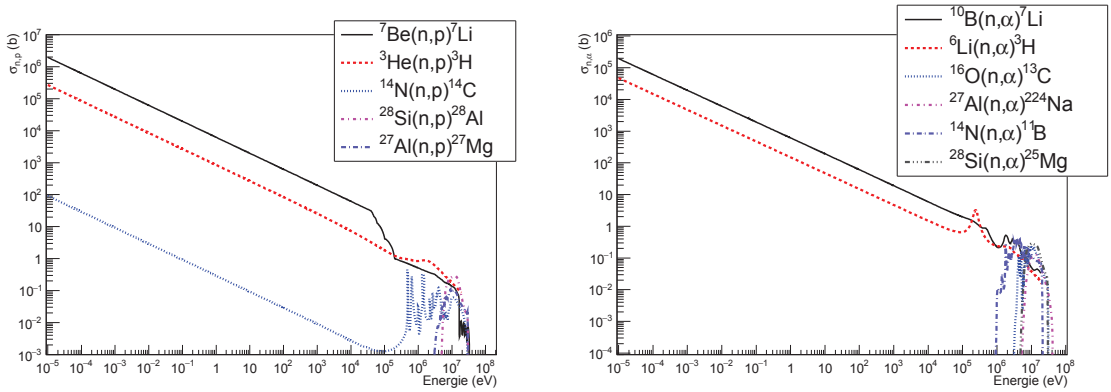
FIGURE 1.2. – Section efficace de capture radiative de 3 éléments d'intérêt pour la mesure des neutrons [JANIS]

Noyau léger : le neutron est absorbé par le noyau cible mais forme un noyau instable qui se désintègre immédiatement, libérant un noyau léger, typiquement un proton ou un α. On note ces réactions (n,p), (n,α), etc.. Des exemples typiques de ces types de réactions peuvent être trouvés dans la Table 1.1. σ_{th} correspond à la section efficace d'absorption des neutrons thermiques dans le cas des réactions exoénergétiques. Leur section efficace est représentée sur les figures 1.3 a) et b).

Produit de fission : ce type de réaction est nommé fission induite. L'absorption du neutron par le noyau forme un noyau instable qui va se désintégrer immédiatement par fission. Il s'agit en général de noyaux lourds, déjà très peuplés en neutrons. Comme toutes les réactions de fission, ce type de réactions peut libérer des neutrons. C'est ainsi que cette réaction se trouve au cœur des réacteurs nucléaires puisque c'est la fission induite auto-entretenue de l'^{235}U qui fournit l'énergie thermique des centrales

TABLE 1.1. – Exemples de réactions nucléaires de type (n,p) et (n,α) [JANIS]

Réaction	Q (MeV)	σ_{th} (b)
^{7}Be(n,p)^{7}Li	1.646	36750
^{3}He(n,p)^{3}H	0.764	5350
^{14}N(n,p)^{14}C	0.626	1.8
^{28}Si(n,p)^{28}Al	-3.86	
^{27}Al(n,p)^{27}Mg	-1.82855	
^{10}B(n,α)^{7}Li	2.79	3860
^{6}Li(n,α)^{3}H	4.78	960
^{16}O(n,α)^{13}C	-2.2143	
^{27}Al(n,α)^{24}Na	-3.13033	
^{14}N(n,α)^{11}B	-0.158297	
^{28}Si(n,α)^{25}Mg	0.480349	0



(a) (n,p) (b) (n,α)

FIGURE 1.3. – Section efficace de capture neutronique avec émission de noyau léger pour divers éléments [JANIS]

nucléaires. Cette réaction, notée $^{235}U + n \rightarrow X + Y + kn$, libère en moyenne 2.47 neutrons et 188.6 MeV d'énergie, dont la grande majorité est distribuée aux produits de fission. La section efficace de quelques réactions de fission induite est présentée sur la figure 1.4.

Ce type d'interaction est très utilisé dans la détection des neutrons comme cela pourra être vu en section 2.3.2 et 2.3.3. En effet, ces réactions ont généralement une section efficace qui varie en $1/\sqrt{E}$ à basse énergie. Les produits de capture sont généralement faciles à mesurer, qu'il s'agisse de γ ou de particules chargées, et les réactions sont assez spécifiques aux neutrons. De plus, le noyau nouvellement formé est le plus souvent radioactif, ce qui permet également une mesure retardée de la quantité de neutrons ayant interagi.

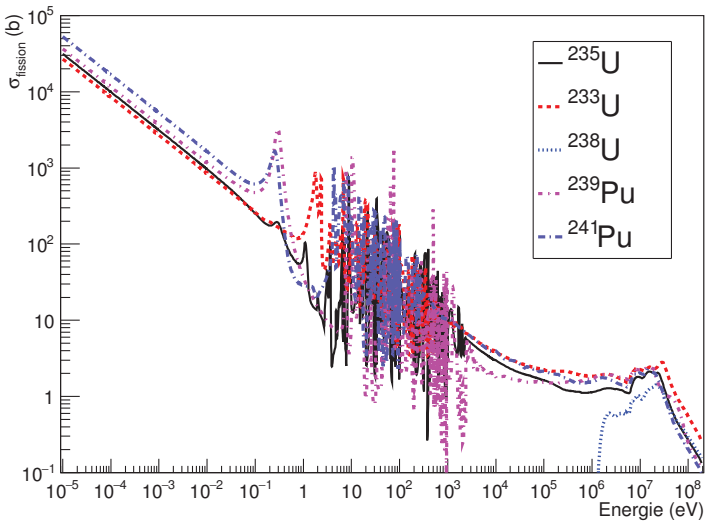


FIGURE 1.4. – Section efficace de fission induite de différents éléments d'intérêt pour la physique nucléaire [JANIS]

1.1.3.2. Diffusion élastique

La diffusion élastique se produit principalement avec des neutrons lents. En effet, l'interaction élastique favorise les énergies inférieures à 100 meV (figure 1.5).

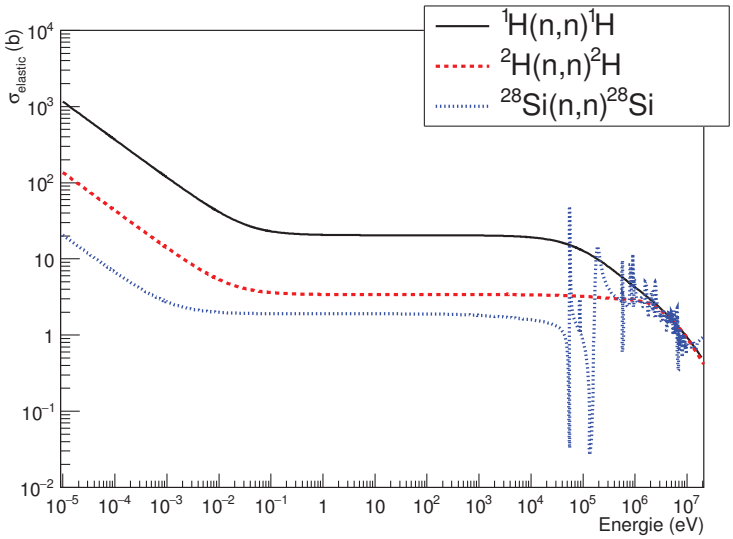


FIGURE 1.5. – Section efficace de diffusion élastique de différents éléments d'intérêt pour cette thèse [JANIS]

Cette interaction est d'un grand intérêt pour la détection et la modération des neutrons car elle dispose d'une large section efficace et ralentit efficacement les neutrons. Les détecteurs basés sur cette interaction seront abordés en section 2.3.4. On peut se concentrer sur la première, et éventuellement la seconde, interaction(s) élastique(s), avec la mesure de la (des) particule(s) chargée(s) ainsi créée(s), ou bien on peut utiliser la diffusion élastique comme un moyen de modération des neutrons rapides, avant d'utiliser une réaction de capture pour détecter le neutron thermalisé.

1.1.3.3. Diffusion inélastique

La diffusion inélastique des neutrons comprend en réalité deux types d'interactions : les diffusions quasi-élastiques et les réactions de spallation.

Les réactions quasi-élastiques sont des diffusions élastiques où le neutron va en plus transférer une partie de son énergie sous forme d'excitation du noyau cible, qui va ensuite se désexciter en émettant un rayonnement. Ces réactions sont généralement notées (n,n').

Les réactions de spallation sont des diffusions extrêmement inélastiques où l'énergie du neutron est telle que l'on va pouvoir considérer qu'il interagit non pas avec le noyau dans son ensemble mais avec un unique nucléon. L'énergie cinétique gagnée par ce nucléon va entraîner une réaction en chaîne de collision des nucléons puis un réarrangement complet du noyau avec émissions de plusieurs composants du noyau. On peut par exemple avoir la réaction :

$$^{27}Al + n \rightarrow {}^{24}Mg + p + 3n \tag{1.1}$$

La gamme d'énergie de ces deux réactions se recouvre et le point de recouvrement dépend du noyau cible. Néanmoins, on peut considérer qu'elles interviennent principalement pour des neutrons rapides en ce qui concerne les réactions quasi-élastiques et pour des neutrons relativistes en ce qui concerne les réactions de spallation.

Finalement, la section efficace d'interaction totale des neutrons est la somme de toute ces composantes, comme on peut le voir sur la figure 1.6.

1.1.4. Sources de neutrons

Les neutrons sont produits généralement par trois types de sources : les sources isotopiques, les accélérateurs de particules et les réacteurs nucléaires.

1.1.4.1. Sources isotopiques

Les deux sources isotopiques les plus couramment utilisées sont les sources de ^{252}Cf et AmBe.

Le californium se forme dans les réacteurs nucléaires par captures neutroniques successives à partir d'^{238}U. Le ^{251}Cf a une section efficace de fission de 4800 b pour les neutrons thermiques, ce qui fait que la plupart fissionnent avant de capturer des neutrons supplémentaires, mais il en demeure néanmoins suffisamment pour que se forme du ^{252}Cf. Le ^{252}Cf a une demi-vie de 2.645 ans et il se désintègre à 96.9% par désintégration α. C'est néanmoins un puissant émetteur de neutrons puisqu'il produit 3.7 neutrons par fission.

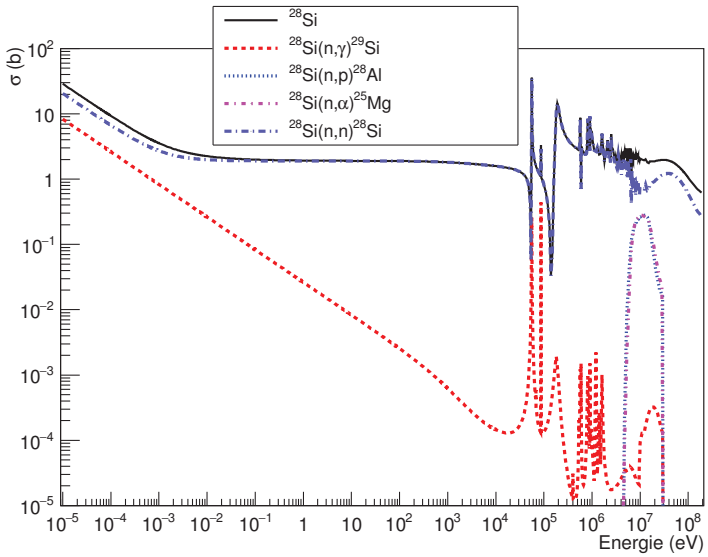


FIGURE 1.6. – Section efficace totale pour le silicium [JANIS]. Les sections efficaces de spallation (au-delà de 30 MeV) ne sont pas représentées

Son spectre est représenté sur la figure 1.7. Il présente l'intérêt d'être très proche d'une distribution maxwellienne.

La source d'AmBe est constituée d'un mélange homogène comprimé d'oxyde d'américium et de béryllium. Le ^{241}Am fait partie de la chaîne de désintégration du plutonium. C'est l'isotope d'américium le plus fréquent du fait de la production de plutonium dans les centrales nucléaires. Il se désintègre par radioactivité α, avec principalement une énergie de 5.48556 MeV dans 84.45% des cas et 5.44286 MeV dans 13.23% des cas, avec une durée de vie de 432.2 ans. Les α ainsi produits vont interagir avec le Be selon la réaction ^{9}Be(α,n)^{12}C avec une section efficace de l'ordre de 580 mb, et produire des neutrons dont le spectre est représenté sur la figure 1.8.

1.1.4.2. Accélérateurs de particules

Une méthode couramment utilisée de production de neutrons est l'utilisation d'accélérateur de protons ou de deutons pour la production de neutrons par réaction (p,n) ou (d,n). L'énergie de la particule incidente et l'angle d'émission des neutrons permettent alors d'ajuster l'énergie des neutrons (figure 1.9). Les principales réactions utilisées pour la production de neutrons sont listées dans la Table 1.2.

Les accélérateurs de particules peuvent également être utilisés pour produire des neutrons par spallation (voir section 1.1.3.3). Les neutrons sont alors créés par l'irradiation d'une cible dense par un faisceau de haute énergie (typiquement entre 50 et 1000 MeV). Les réactions nucléaires ainsi induites produisent des nombreux neutrons en plus d'autres particules chargées. Pour un faisceau de proton de 1 GeV incident sur du plomb, on produit ainsi de l'ordre d'une vingtaine de neutron par proton incident.

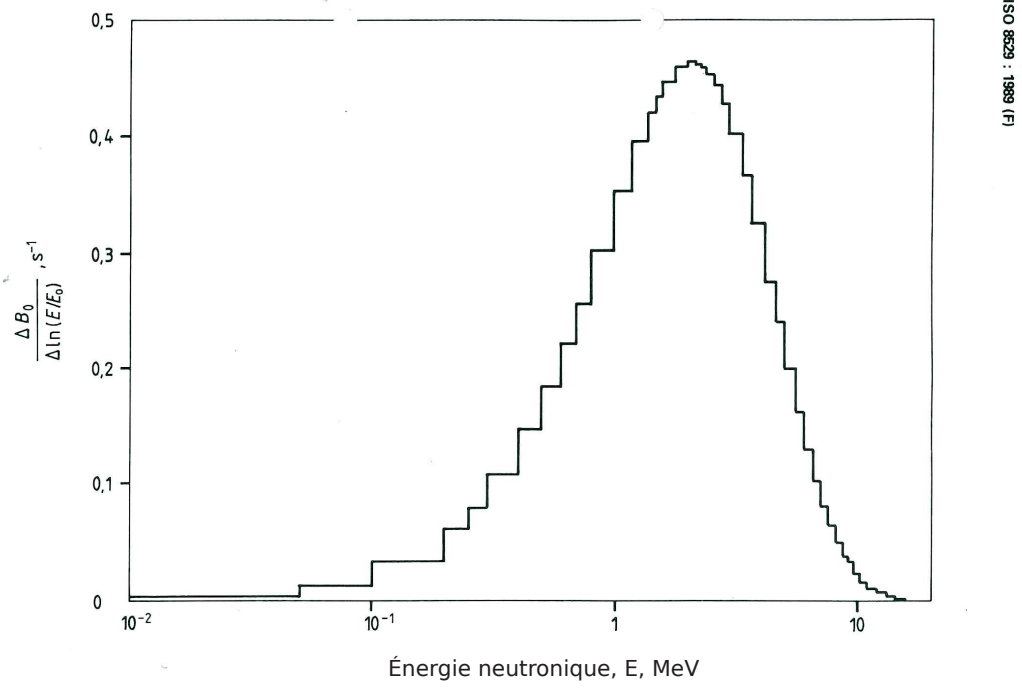


FIGURE 1.7. – Spectre Cf de référence [ISO01]

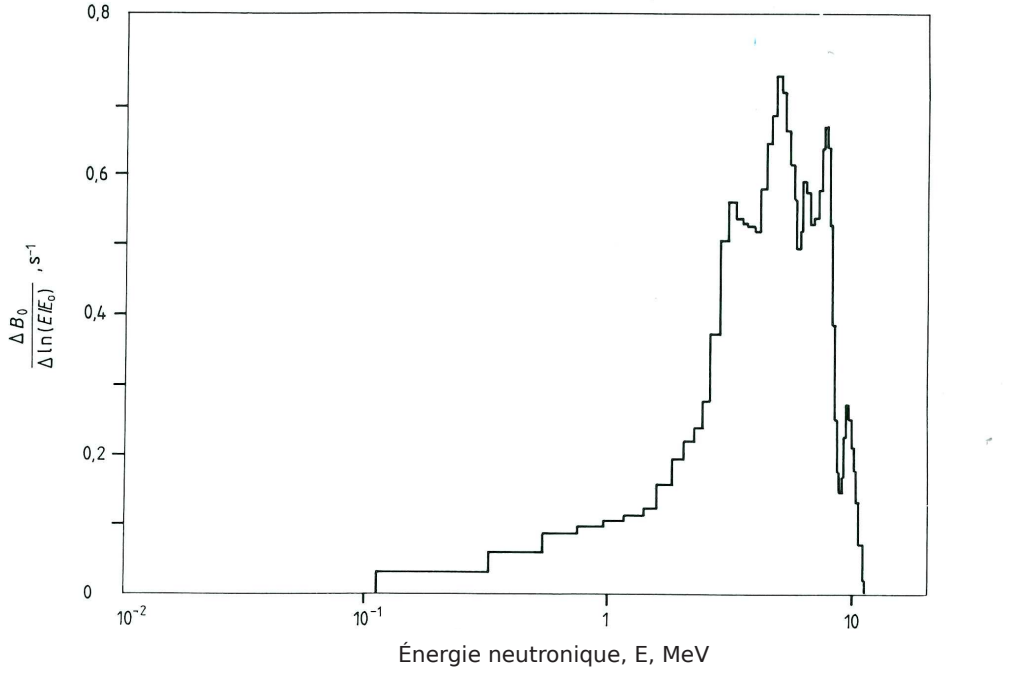


FIGURE 1.8. – Spectre AmBe de référence [ISO01]

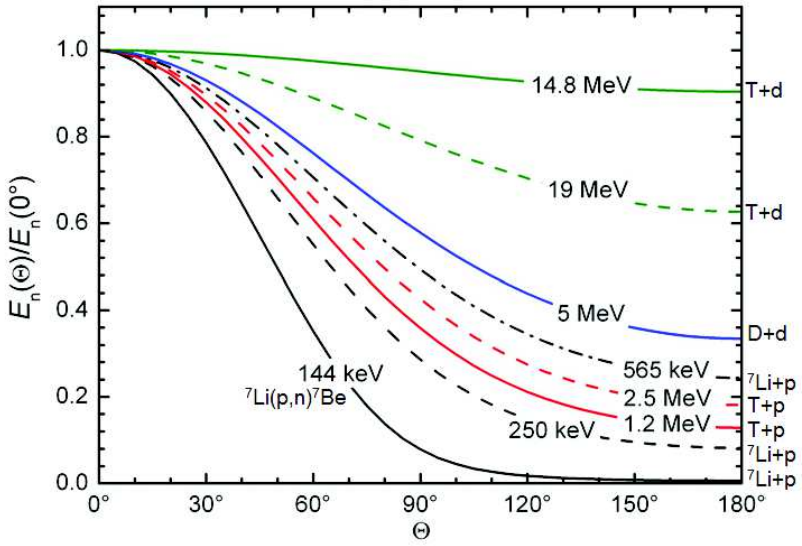


FIGURE 1.9. – Dépendance angulaire par rapport à l'axe du faisceau d'ions de l'énergie relative des neutron émis [NT11]. Les réactions associées à chaque énergie sont notées à droite. Les énergies présentées correspondent à celles recommandées par la norme ISO 8529-1

TABLE 1.2. – Réactions utilisées pour la production de neutrons. Pour les réactions endoénergétiques, E_n correspond à l'énergie au seuil. Pour les réactions exoénergétiques, E_n correspond à l'énergie pour un projectile au repos [JANIS]

Réaction	**Q (MeV)**	E_n **MeV**
^{45}Sc(p,n)^{45}Ti	-2.79	1.35×10^{-3}
^{7}Li(p,n)^{7}Be	-1.646	29.4×10^{-3}
^{3}H(p,n)^{3}He	-0.764	63.7×10^{-3}
^{2}H(d,n)^{3}He	3.265	2.45
^{3}H(d,n)^{4}He	17.6	14.1

1.1.4.3. Réacteurs nucléaires

Comme nous l'avons déjà vu en section 1.1, les réacteurs nucléaires permettent de produire facilement et en grande quantité des neutrons d'énergies inférieures à 2 MeV par modération. Environ 6×10^{13} n/s/kW sont produits dans un réacteur nucléaire. Grâce à la modération par divers matériaux, les réacteurs nucléaires permettent de produire des neutrons jusqu'à des énergies de 10^{-7} eV.

1.1.4.4. Avantages et inconvénients de différents types de sources

Les sources isotopiques permettent de créer facilement des champs neutroniques étendus. Elles servent notamment à l'étalonnage et à l'étude des détecteurs.

À l'inverse, l'utilisation d'un accélérateur de particule permet au contraire de générer des champs neutroniques mono-énergétiques jusqu'à des qualités métrologiques (voir section 2.1) grâce à la sélection précise de l'énergie de la particule incidente et surtout de l'angle d'émission du neutron. Cela permet d'étudier précisément la réponse des détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons.

Les sources de spallation permettent de produire des neutrons de haute énergie à haut flux au prix de la création de nombreuses particules chargés et de matériaux radioactifs.

Les réacteurs nucléaires permettent quant à eux d'obtenir des neutrons à toutes les énergies inférieures à 2 MeV avec un flux proportionnel à l'énergie et ce jusqu'à des flux très importants pour les neutrons rapides. La haute luminosité neutron ainsi fournie permet de réaliser des expériences dans tous les domaines de la science (biologie, chimie, matière molle, physique nucléaire, science des matériaux, etc.), notamment des expériences de diffraction neutron, spectrométrie neutron et fissions induites.

1.2. Simulation Monte-Carlo des interactions rayonnement-matière

1.2.1. Principe général

Le principe de la simulation Monte-Carlo repose sur les méthodes du même nom qui utilisent des générateurs de nombres pseudo-aléatoires pour résoudre numériquement une large gamme de problèmes mathématiques trop compliqués pour être résolus de façon analytique (intégrales, équations différentielles, etc.).

Dans le domaine de l'interaction rayonnement-matière, la méthode Monte-Carlo est utilisée pour obtenir une solution numérique à un problème décrivant l'évolution temporelle de particules interagissant avec des objets selon des lois physiques. Les interactions des particules avec la matière, déterminées de manière semi-aléatoire et répétées un grand nombre de fois permettent ainsi, d'après la loi des grands nombres, d'obtenir un comportement moyen (avec un écart-type) pour les particules.

De façon générale, une particule va être propagée d'interaction en interaction. Selon les cas, plusieurs interactions peuvent être concaténées (histoire condensée) et des interactions non-physiques, telles que les changements de volume ou de matériau peuvent être ajoutées.

Pour décider quelle interaction aura lieu à une étape donnée, la *longueur réelle du pas* $s(E)$ va être tirée pour chaque interaction possible en accord avec son libre parcours moyen, et l'interaction avec le pas le plus court sera réalisée. Plus précisément, le libre parcours moyen $\lambda(E)$ est défini comme :

$$\lambda(E) = \left(\sum_i n_i \sigma_i(E)) \right)^{-1} \tag{1.2}$$

avec n_i la densité atomique en élément i et $\sigma_i(E)$ la section efficace d'interaction pour l'élément i. Le nombre de libres parcours moyens que parcourt une particule entre deux points est défini par :

$$n_\lambda = \int_{E_1}^{E_2} \frac{\mathrm{d}E}{\lambda(E)} \tag{1.3}$$

qui est indépendant du matériau. Si n_r est une variable aléatoire qui représente le nombre de libre parcours moyen entre un point et le point d'interaction, elle suit une loi exponentielle de paramètre 1. On a donc :

$$P(n_r < n_\lambda) = 1 - e^{-n_\lambda} \tag{1.4}$$

n_λ est défini lors de l'initialisation comme :

$$n_\lambda = -\log(\eta) \tag{1.5}$$

avec η tiré aléatoirement entre 0 et 1. A chaque pas de la simulation, n_λ est mis à jour pour chaque interaction comme :

$$n'_\lambda = n_\lambda - \frac{\Delta E}{\lambda(E)} \tag{1.6}$$

Si $s(E) = n_\lambda \lambda(E)$ est le pas le plus petit, alors l'interaction est choisie. À cette interaction, sera également ajouté le résultat des processus continus ((multiples) interactions coulombiennes). La particule sera ainsi propagée d'interaction en interaction, générant au passage d'autres particules, jusqu'à un point où le code arrêtera de suivre cette particule (en général jusqu'à $E = 0$ ou si la particule quitte le système). Lors d'une interaction, les variables (changement de l'impulsion de la particule initiale, impulsion des particules créées, etc.) sont également tirées de façon aléatoires en accord avec les lois physiques correspondantes. On obtient alors des trajectoires comme celles représentées sur la figure 1.10. Du fait du caractère probabiliste, de telles simulations doivent être répétées pour un grand nombre de particules afin d'obtenir une bonne précision sur les paramètres macroscopiques (incertitude statistique : $\sigma \sim 1/\sqrt{N}$).

1.2.2. Les principaux codes de simulation

1.2.2.1. MNCP

MCNP (Monte-Carlo N-Particle) [GJB12] est un code propriétaire développé en FORTRAN 90 et C par le Laboratoire National de Los Alamos (LANL). C'est ainsi un logiciel payant dont le code n'est pas accessible à la modification. Il est utilisé de façon extensive

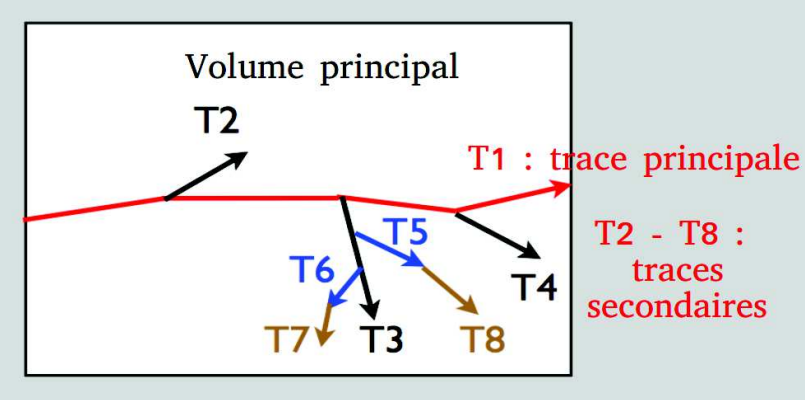


FIGURE 1.10. – Schéma du transport d'une particule primaire (T1)

pour la physique nucléaire et est considéré comme l'outil de référence pour la physique auprès des réacteurs. Les fichiers de sortie de MCNP sont gérés par des *tally* qui permettent de mesurer différentes quantités prédéfinies. Les fichiers d'entrée sont des fichiers textes qui décrivent la géométrie de la simulation, la source de particule et les différents tallys. La dernière version de MCNP est MCNP 6.1.1 qui date de 2004, avec une sortie prochaine de MCNP 6.2.

1.2.2.2. FLUKA

FLUKA (FLUktuierende KAskade) [FLUKA] est un code de simulation Monte-Carlo gratuit écrit en FORTRAN et développé depuis les années 60 au CERN pour le transport de particules et leur interaction avec la matière. Ce code est basé autant que possible sur des résultats expérimentaux plutôt que sur le recours à des modèles en ce qui concerne les interactions, ce qui permet une meilleure précision des résultats (au prix de fichiers de grandes tailles à gérer). La dernière version de FLUKA est la version 2011.2c.6 qui est sortie en juin 2017. FLUKA fournit en sortie un fichier principal contenant des informations sur les variables d'entrées, une statistique globale de la simulation, ainsi un fichier d'erreur contenant les messages d'erreurs générés lors de la simulation. D'autres fichiers de sorties prédéfinis, tel que les dépôts d'énergie dans les détecteurs ou un résumé des *événements*, ou définis par l'utilisateur peuvent également être générés.

1.2.2.3. GEANT

Le logiciel GEANT (GEometry ANd Tracking) est un logiciel libre de transport de particules dans la matière développé depuis la fin des années 70 au CERN pour la physique des hautes énergies. Il était écrit en FORTRAN jusqu'à GEANT-3. Son successeur, Geant4 [CERN], est écrit en C++ et développé depuis les années 90 au CERN afin d'apporter plus de flexibilité au code. C'est le seul des trois codes à avoir une architecture orientée objet entièrement libre, ce qui permet un ajout de fonctionnalité de la part des utilisateurs ainsi que la possibilité de récupérer toutes les informations de la simulation. La dernière version de Geant4 est la version 10.4 qui est sortie en décembre 2017. Un logiciel Geant5 (ou plus

simplement Geant) qui propose une parallélisation totale des simulations est également en cours de développement.

1.2.3. Physique des neutrons en simulation Monte-Carlo

La section efficace d'interaction avec les neutrons est en général la combinaison de données expérimentale et de modèles, dans le but d'obtenir la description la plus précise de l'interaction. Les codes s'appuient pour cela sur différents modèles développés au fil des années et sur un ensemble de données expérimentales, les deux pouvant être différents d'un code à l'autre, ce qui ne va pas sans causer quelques difficultés comme nous pourrons le voir dans le chapitre 6.4. Le traitement des interactions des neutrons, et plus généralement des nucléons et des hadrons, varie d'un code à l'autre mais tous traitent de façon séparée les neutrons de haute et de basse énergie. Les différents modèles ont été développé par des équipes de différents pays et sont basés sur différentes hypothèses. Nous pouvons citer par exemple ENDF (Evaluated Nuclear Data File) qui est développé aux États-Unis, JEFF (Joint Evaluated Fission and Fusion) en Europe, JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data File au Japon ou encore CENDL (Chinese Evaluated Nuclear Data File) en Chine, ainsi que TENDL (TALYS-based Evaluated Nuclear Data File), développé en Europe à partir du code de modèles nucléaires TALYS. Une liste plus complète peut être trouvée dans la base de données ENDF [1]. Du coté expérimental, les bases de données sont mises à jour régulièrement au fil des mesures effectuées par des équipes de différents pays. On peut trouver une compilation des différents résultats expérimentaux dans la base de données EXFOR [2] (Experimental Nuclear Reaction Data Library). D'une manière générale les codes distinguent deux types d'interaction : les interactions élastiques (voir section 1.1.3.2) et les interactions inélastiques, qui regroupent les réactions de capture (voir section 1.1.3.1) et les réactions inélastiques à proprement parler (voir section 1.1.3.3).

1.2.3.1. MCNP

La gamme d'énergie des neutrons accessible avec MCNP est comprise entre 10^{-11} et 20 MeV pour tous les isotopes, et jusqu'à 150 MeV pour certains isotopes ([MNCP] p.1). MCNP utilise des bibliothèques de données nucléaires continues en énergie. Les principales bibliothèques utilisées sont ENDF/B [3], ACTI [FRY02], ENDL [HCMg78], EPDL [CHK97], ACTL [GH78] et d'autres bibliothèques du LANL (Laboratoire National de Los Alamos). Au total, plus de 836 tables sont disponibles pour environ 100 isotopes. Les tables utilisées pour les neutrons sont réparties en deux types : les tables continues et les tables discrètes. Pour la plupart des éléments, il existe plusieurs tables correspondant aux différentes données expérimentales et aux différents paramètres des modèles. La table utilisée par défaut dépend de l'isotope et peut être trouvée dans la Table G-3 de [MNCP] La distribution angulaire des neutrons produits est également donnée dans les tables. L'angle de diffusion tiré détermine de façon unique l'énergie pour la diffusion élastique. Pour les réactions inélastiques, la distribution en énergie des particules diffusées est inscrite dans la table.

1. https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm
2. https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm
3. http://www.nndc.bnl.gov/endf/b7.1

Les tables contiennent également le bilan d'énergie (Q) de la réaction et le nombre moyen de neutrons produits par fission.

La collision d'un neutron avec un noyau est réalisée comme suit.

1. le nucléon cible est identifié
2. pour les neutrons de faible énergie, la vitesse du noyau est tirée aléatoirement
3. la capture neutronique est testée en utilisant les tables et éventuellement sélectionnée
4. sinon, la diffusion élastique ou un processus inélastique sont testés en utilisant les tables et un processus est sélectionné aléatoirement
5. l'énergie et la direction des particules finales sont déterminées alors à partir des tables.

1.2.3.2. FLUKA

La gamme d'énergie des neutrons accessible avec FLUKA est comprise entre les énergies thermiques et 20 TeV [FSF11].

Interactions élastiques

La diffusion élastique neutron-nucléon est basée sur des sections efficaces paramétriques. Des données tabulées sont utilisées pour la diffusion élastique neutron-noyau. Une cinématique détaillée est utilisée pour la diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène et le transport des protons de recul [FS96].

Interactions inélastiques

Le modèle d'interaction inélastique neutron-nucléon de FLUKA est basé sur la production résonnante et la désintégration en dessous de quelques GeV [FS96] et sur le modèle de Parton Dual au-delà [CST94]. Deux modèles sont également utilisés pour les interactions neutron-noyau [FS93] : en dessous de 3-5 GeV/c, le package *PEANUT* est utilisé avec sa Cascade IntraNucléaire Généralisée (GINC) et son étage de pré-équilibre, au-delà, le mécanisme de collisions multiples de Gribov-Glauber est utilisé dans un GINC simplifié. Dans les deux cas suivent ensuite les processus de retour à l'équilibre : évaporation, fission, brisure de Fermi et désexcitation γ (qui seront présentés plus en détail en section 1.2.3.3). Les sections efficaces d'interaction inélastique neutron-nucléon sont issues d'ajustements paramétriques des données expérimentales compilées par le Particle Data Group. Pour les interactions neutron-noyau, un mélange de données tabulées et d'ajustements paramétriques est utilisé.

Neutrons de basse énergie

Pour les neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV, FLUKA utilise sa propre bibliothèque de sections efficaces, qui contient plus de 250 matériaux, dérivées des données expérimentales les plus récentes. La bibliothèque de section efficace est mise à jour régulièrement avec les dernières données (ENDF/B, JEF, JENDL, etc.). Les sections efficaces de l'hydrogène sont disponibles pour différentes configurations (libre, H_2O et CH_2).

1.2.3.3. Geant4

La gamme d'énergie des neutrons accessible avec Geant4 est comprise entre les énergies thermiques et 1 TeV ([Geant] ch. 21). Pour les sections efficaces d'interaction d'un neutron avec un noyau, le modèle de Glauber simplifié [Gri09] est utilisé, en considérant des nucléons ponctuels distribués de façon gaussienne. Les sections efficaces sont alors données par :

$$\sigma_{tot}^{nA} = 2\pi R^2 \ln\left[1 + \frac{A\sigma_{tot}^{nN}}{2\pi R^2}\right] \tag{1.7}$$

$$\sigma_{in}^{nA} = \pi R^2 \ln\left[1 + \frac{A\sigma_{in}^{nN}}{\pi R^2}\right] \tag{1.8}$$

$$\sigma_{el}^{nA} = \sigma_{tot}^{nA} - \sigma_{in}^{nA} \tag{1.9}$$

avec σ_{tot}, σ_{el} et σ_{in}, les sections efficaces totale, élastique et inélastique, et σ^{nA} et σ^{nN} les sections efficaces neutron-noyau et neutron-nucléon. Les sections efficaces hadron-nucléon totales sont issues de paramétrisations des données expérimentales compilées par le Particle Data Group. Le rayon nucléaire est paramétré comme :

$$R(A) = r_0 A^{1/3} f(A) \tag{1.10}$$

avec $f(A) < 1$ pour $A > 21$ et $f(A) > 1$ pour $3 < A < 21$.

Les différents modèles utilisés pour les différentes interactions sont regroupés dans des *Physics List*. Celles-ci varient par un ou plusieurs modèles (par exemple entre *QGSP_BERT* et *QGSP_BIC*, le modèle de cascade intranucléaire de Bertini est remplacé par le modèle de cascade intranucléaire binaire) et des extensions sont disponibles pour différentes applications. Par exemple, l'extension *_HP* permet de mieux gérer les neutrons de basse énergie (voir plus bas).

Interactions élastiques

Des modèles issus de données expérimentales sont utilisés pour les collisions élastiques cohérentes neutron-nucléon entre 10 et 1200 MeV. Les données sont issues des sections efficaces différentielles de la base données SAID [4].

Pour les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et quasi-élastiques neutron-noyau à moyenne et haute énergie, le modèle de Glauber [Gla70] est utilisé. À haute énergie est inclue une correction de l'écrantage inélastique et de l'excitation du noyau dans le cas de la diffusion quasi-élastique.

Interactions inélastiques

Pour des énergies supérieures à 5 GeV, le modèle de cordes de partons est employé ([Geant] ch. 24).

Entre 3-4 et 1000 GeV/c, le modèle de Fritiof (FTF) ([Geant] ch. 25) est appliqué pour simuler les interactions hadron-noyau.

4. http://gwdac.phys.gwu.edu/

En dessous de quelques GeV, les interactions nucléaires sont gérées par un modèle de cascades intranucléaires. Geant4 propose trois modèles au choix : le modèle de cascade intranucléaire de Bertini, le modèle de cascade intranucléaire binaire (BIC) et le modèle de cascade intranucléaire de Liège (INCL). Ces trois modèles sont analysés plus en détails en section 6.4.1.

Le modèle de pré-composé de Geant4 intervient à la suite de la cascade pour les faibles énergies. Il est utilisé tant que le noyau n'est pas à l'équilibre. Ce modèle considère les transitions du nombres n d'excitons avec $\Delta n = 0, +2, -2$. Seules les émissions de neutrons, protons, deutons, tritium et noyaux d'hélium sont pris en compte. La probabilité des processus d'émission de nucléons est la même que dans le modèle classique de Weisskopf-Ewing [WE40]. Les nucléons peuvent également se « condenser » à l'intérieur du noyaux pour former des fragments plus complexes.

À la fin du processus de pré-équilibre, le noyau est laissé dans un état d'équilibre où l'énergie d'excitation est partagée entre un grand nombre de nucléons. Si l'énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de séparation, il peut encore émettre des nucléons et des fragments. Cette émission a été comparée avec succès au processus d'évaporation des molécules d'un fluide, d'où son nom. Un modèle alternatif est le modèle d'évaporation généralisé (GEM) qui prend en compte l'émission de fragment plus lourd que les α et utilise une description plus précise de la densité de niveau.

Pour les noyaux $A > 65$, la fission est concurrente de l'évaporation. Le modèle de fission de Geant4 est capable de prédire les fragments excités finaux à partir de la fission symétrique ou asymétrique d'un noyau excité. L'évaporation de photons est simulée comme un continuum de transitions γ à l'aide de l'approximation dipolaire et comme des transitions γ discrètes en utilisant une base de données de transitions γ nucléaires et de conversions internes, qui inclut les isotopes de $A < 250$ et $Z < 98$.

Pour les noyaux légers, l'énergie d'excitation est souvent comparable à l'énergie de liaison des nucléons. Ainsi, un noyau léger excité va se séparer en deux fragments ou plus. Le modèle de brisure de Fermi [Fer50] a ainsi été créé pour décrire ce processus de déconstruction nucléaire. Celui implémenté dans Geant4 est capable de prédire le résultat final correspondant à la brisure d'un noyau excité de $Z < 9$ et de $A < 17$.

Dans le cas d'un noyau très excité ($U/A > 3$ MeV), le mécanisme de multifragmentation, où le noyau peut se briser en fragments, devient prépondérant. Les fragments ainsi générés se propageront et se désexciteront ensuite indépendamment.

Neutrons de basse énergie

Le transport des neutrons d'énergie $E < 20$ MeV est géré par la bibliothèque *_HP*. La limite haute en énergie est due aux bibliothèques de données de diffusion des neutrons. L'interaction des neutrons de basses énergies est séparée en quatre parties : la capture radiative, la diffusion élastique, la fission et la diffusion inélastique qui sont gérées par des modèles différents. Par défaut, toutes les sections efficaces sont issues de la bibliothèque ENDF/B-VII.0 et JENDL-4.0. D'autres bases de données peuvent être utilisées en les téléchargeant depuis le site de l'Agence Internationale de l'Énergie nucléaire [5] (AIEA). La température du matériau est prise en compte.

5. https://www-nds.iaea.org/geant4/

L'état final de la diffusion élastique est établi en échantillonnant la section efficace différentielle.

L'état final de la capture radiative est décrit soit par la multiplicité des photons, soit par la section efficace de production des photons, et par la contribution discrète ou continue au spectre en énergie des photons, ainsi que par la distribution angulaire des photons émis.

Pour la fission induite, le nombre de neutrons est tabulé en fonction de l'énergie du neutron incident et sortant. La distribution angulaire est traitée de la même façon que pour la diffusion élastique. Dans le cas où aucune donnée n'est disponible, une distribution isotrope est admise.

Dans le cas de la diffusion inélastique, la distribution angulaire et énergétique des particule finales est gérée comme pour la fission, à ceci près que l'énergie des secondaires est uniquement issue de tables. La corrélation énergie-angle peut également être issue d'une table. Les tables mentionnées précédemment manquent pour l'instant pour de nombreux éléments d'intérêt. Les données de hautes précisions ne sont donc utilisées que lorsque l'élément est disponible. Dans le cas contraire, un modèle paramétrique pour les neutrons de basses-énergies, moins précis, est utilisé.

En plus de la bibliothèque *_HP* existe la bibliothèque *LEND* (Low Energy Nuclear Data) qui contient les sections efficaces pour 421 nucléides. Il s'agit d'un modèle basé sur des données expérimentales. Il est utilisable pour des neutrons compris entre les énergies thermiques et 20 MeV. Cette bibliothèque n'est pas incluse par défaut dans Geant4 et doit être téléchargée. Elle contient des données précalculées pour trois températures et est donc trois fois plus rapide que *_HP*.

2. Instrumentation de précision

2.1. Le LMDN et l'accélérateur AMANDE

Dans le cadre de cette thèse, nous avons travaillé en collaboration avec le Laboratoire de micro-irradiation, de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) sur la conception d'un télescope à protons pour la mesure de précision de spectres neutroniques mono-énergétiques. Le chapitre suivant présente la mesure de précision des spectres neutrons dans le cadre global et dans le cadre particulier du LMDN.

Le LMDN est un laboratoire de l'Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire (IRSN) de Cadarache dont la principale mission est la métrologie et la spectrométrie des champs de rayonnements neutroniques. Il effectue des recherches sur les techniques de caractérisation des champs de rayonnements mixtes (n,γ). Il développe et exploite également des installations fournissant des rayonnements neutroniques de référence et les instruments associés pour la métrologie des neutrons. Ces installations sont mises en place notamment pour les besoins internes de l'IRSN dans le cadre de ses études de dosimétrie. Hors-site, le LMDN réalise des études et des expertises métrologiques visant à caractériser le champ de rayonnement aux postes de travail dans les secteurs du nucléaire civil et militaire, ainsi que des prestations d'étalonnage et des études et des expertises pour la qualification et la bonne utilisation des instruments de radioprotection.

Pour ce faire, le LMDN dispose de différents équipements permettant de générer des champs de neutrons poly- et mono-énergétiques de référence. Pour réaliser l'étude et l'étalonnage des dosimètres, le LMDN utilise l'installation CEZANE qui dispose des sources de référence AmBe, Cf et Cf modéré au deutérium de l'irradiateur Van Gogh ainsi que de deux accélérateurs électrostatiques et du modérateur CANEL permettant de réaliser des champs neutroniques dits réalistes. Depuis 2006, l'IRSN dispose également de l'accélérateur AMANDE (Accélérateur pour la Métrologie et les Applications Neutroniques en Dosimétrie Externe) (figure 2.1), capable de délivrer des champs neutroniques mono-énergétiques « de qualité métrologique ».

AMANDE produits des neutrons mono-énergétiques à l'aide de faisceaux d'ions (protons ou deutons) dirigés sur une cible constituée d'un dépôt de quelques microns d'épaisseur sur un support métallique de scandium, de lithium ou de titane dans lequel est occlus du tritium ou du deutérium.

L'énergie des neutrons émis au niveau de la cible dépend du type de particules utilisées (protons ou deutons), de son énergie mais aussi de la réaction utilisée. La résolution du pic mono-énergétique dépend elle du type et de l'épaisseur de dépôt choisi pour la cible. Plusieurs épaisseurs de cibles sont donc utilisées.

Les diverses réactions utilisées dans AMANDE sont présentées dans la Table 2.1.

FIGURE 2.1. – Vue générale de l'accélérateur AMANDE

TABLE 2.1. – Tableau des réactions nucléaires permettant d'obtenir les champs mono-énergétiques à AMANDE. E_{ISO} est l'énergie des neutrons recommandée par l'ISO

Ion	**Cible**	**Réaction**	$E_{incident}$	$E_{sortant}$	E_{ISO}
Proton	Scandium	^{45}Sc(p,n)^{45}Ti	[2.91, 2.95] MeV	[2, 52] keV	24 keV
Proton	Lithium	^{7}Li(p,n)^{7}Be	[1.9, 2.5] MeV	[120, 650] keV	145, 250, 565 keV
Proton	Tritium	^{3}H(p,n)^{3}He	[1.15, 4] MeV	[0.29, 3.2] MeV	1.2, 2.5, 2.8 MeV
Deuton	Deutérium	^{2}H(d,n)^{3}He	[0.2, 4] MeV	[2.45, 7.3] MeV	5 MeV
Deuton	Tritium	^{3}H(d,n)^{4}He	[0.1, 4] MeV	[14.7, 20.8] MeV	14.8, 19 MeV

2.2. État de l'art

Les neutrons étant des particules neutres, ils ne peuvent être détectés directement. Ils doivent être convertis en particules chargées afin de pouvoir être détectés. Pour se faire, plusieurs possibilités existent, certaines permettant de transférer l'information de l'énergie du neutron à la particule émise et d'autres non. Actuellement, pour mesurer l'énergie des neutrons, le LMDN utilise deux dispositifs [1].

Le premier utilise la méthode du temps de vol (voir section 2.3.1) avec un scintillateur liquide, ce qui permet d'atteindre une résolution de 1.5%, mais cette méthode nécessite de connaître l'instant de sortie des neutrons. Plus récemment, pour mesurer les neutrons d'énergie inférieure à 4 MeV, le LMDN s'est doté d'une μ-TPC [Sau15] qui mesure les protons de recul issus de la collision élastique de neutrons dans un mélange de C_4H_{10} et de CHF_3 pour les basses énergies et un mélange de He et de CO_2 pour les hautes énergies (voir section 2.3.4).

1. http://www.irsn.fr/fr/larecherche/outils-scientifiques/installations-moyens-experimentaux/Amande/Pages/installation-Amande.aspx

D'autres systèmes de mesure des protons de recul sont également développés par d'autres laboratoires pour des applications diverses (section 2.3), parmi lesquels un autre système de TPC (section 2.3.4.3). Il existe aussi des systèmes axés vers la mesure de pics mono-énergétiques mais la plupart ont pour but de mesurer des spectres étendus, soit à l'aide de chambre à projection temporelle, soit par la méthode du télescope à protons de recul. Cette dernière catégorie compte des systèmes qui mesurent les protons émis avec un angle donné, typiquement 0° ($E_n = E_p$) et 45° ($E_n = 2 \times E_p$), et d'autres qui tentent de mesurer l'angle d'émission des protons comme notre projet. D'autres dispositifs de mesure de l'énergie des neutrons par méthode du temps de vol existent également (section 2.3.1.3). Au-delà de la méthode du temps de vol et des systèmes à protons de recul, d'autres dispositifs mesurent l'énergie des neutrons en mesurant la fluence à travers différents filtres, comme le très connu Système de Sphères de Bonner qui a notamment déjà été utilisé pour des applications métrologiques. Enfin, certains systèmes capturent les neutrons afin de mesurer l'intégralité de leur énergie. La section suivante décrit plus en détail les différentes méthodes de détection citées ci-dessus.

2.3. Systèmes de détection

2.3.1. Méthode du temps de vol

2.3.1.1. Principe général

Si le faisceau de neutron a une structure temporelle connue ou mesurable (par exemple faisceau pulsé produit par l'interaction d'un faisceau d'ions pulsé avec une cible ou en segmentant artificiellement le faisceau (hacheur)), on peut utiliser la méthode du temps de vol pour déterminer l'énergie des neutrons. Les neutrons sont transformés en protons dans un scintillateur liquide. Le passage du proton dans le liquide scintillant en excite les molécules, qui se désexcitent en émettant de la lumière. Cette lumière est transformée en signal électrique à l'aide d'un PMT dont le signal de sortie est échantillonné en temps. Connaissant l'instant de départ des neutrons (déclenchement), le signal issu des scintillateurs liquides permet de déterminer leur vitesse et donc leur énergie. La résolution en énergie est donc directement corrélée à la résolution temporelle du système de détection et de déclenchement et à la distance de vol ainsi qu'à la résolution sur la distance.

$$\sigma_E = \frac{md}{t^3}\sqrt{t^2\sigma_d^2 + d^2\sigma_t^2} \tag{2.1}$$

$$= 2E\sqrt{\frac{\sigma_d^2}{d^2} + \frac{2E\sigma_t^2}{md^2}} \tag{2.2}$$

Ce type de détecteurs nécessite de bien connaître la structure temporelle du faisceau et n'est donc pas adapté pour la plupart des applications, en particulier pour toute utilisation en continu.

2.3.1.2. Mesure du temps de vol auprès d'AMANDE

L'installation AMANDE disposant d'un faisceau dont les caractéristiques temporelles sont bien connues (faisceau pulsé) permet une telle mesure. Le système de spectrométrie neutron par mesure du temps de vol à AMANDE utilise un scintillateur liquide de type BC501A de 2" × 2" (figure 2.2) d'une efficacité de l'ordre de 0.1% à 1 MeV [CG10].

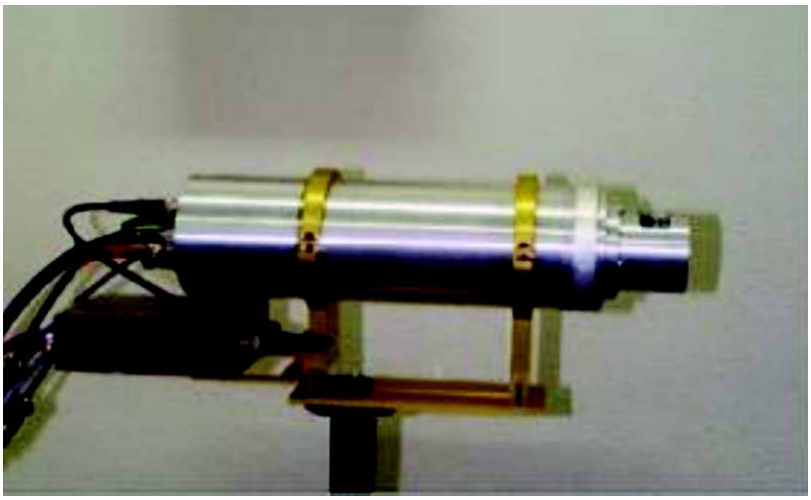


Figure 2.2. – Scintillateur BC501A utilisée à AMANDE pour la mesure du temps de vol

La distance de mesure peut être comprise entre 50 cm et 10 m à 0°. L'accélérateur fonctionne alors en mode pulsé avec une fréquence variable entre 62,5 kHz et 2 MHz et une largeur d'impulsion pouvant descendre à 0,8 ns. Le signal de départ est donné par le pic photon dû à l'interaction du faisceau d'ion avec la cible. L'incertitude sur l'énergie due à cette méthode est représentée en fonction de l'énergie des neutrons sur la figure 2.3.

La méthode du temps de vol est ainsi utilisée à AMANDE mais reste néanmoins difficile car le moment des pics photon et neutron doivent être déterminés le plus précisément possible malgré une distribution temporelle de largeur non nulle. En effet, d'après 2.3.1.1, la résolution en énergie est directement proportionnelle à la résolution sur le temps de vol. De plus, pour obtenir une résolution suffisante à haute énergie, le parcours de neutrons dans l'air doit être suffisamment long (jusqu'à 10 m à AMANDE). La mesure du temps de vol ne dépendant de la mesure du temps, ce système peut être considéré comme un système de mesure primaire de l'énergie des neutrons.

2.3.1.3. Autres détecteurs existants

Le spectromètre LaNSA [HLN06] utilise des scintillateurs liquides de type BC-505 de 10 × 10 × 10 cm avec une résolution temporelle de 2.3 ns et une efficacité de 0.1 à 2.45 MeV. Cela correspond, pour une distance de 6.2 m, à une résolution en énergie de 80 keV pour des neutrons de 2.45 MeV et 500 keV pour des neutrons de 14 MeV. Pour une distance de 12.9 m, cette résolution passe respectivement à 45 keV et 300 keV (voir figure 2.4).

Le BackTOF [HAS17] est une combinaison de mesure du temps de vol et de spectromètre à noyau de recul. La cible utilisée dans le BackTOF est un scintillateur plastique contenant

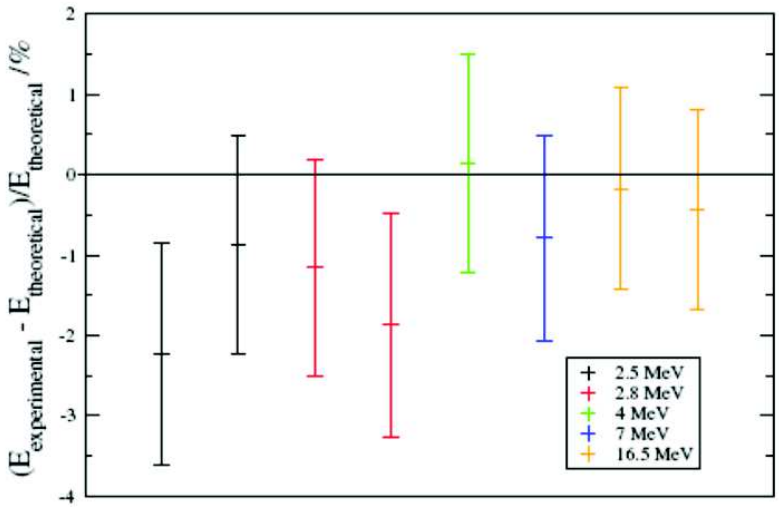


FIGURE 2.3. – Différence relative entre les valeurs de temps de vol expérimentales et calculées

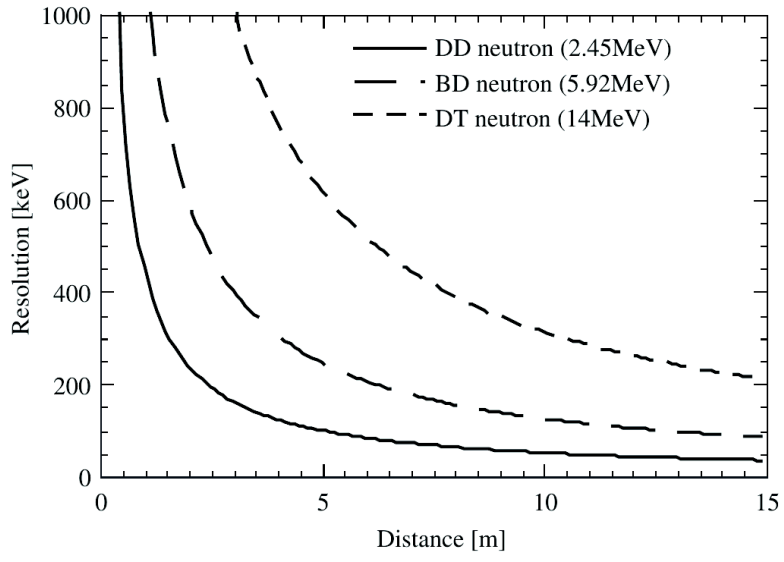
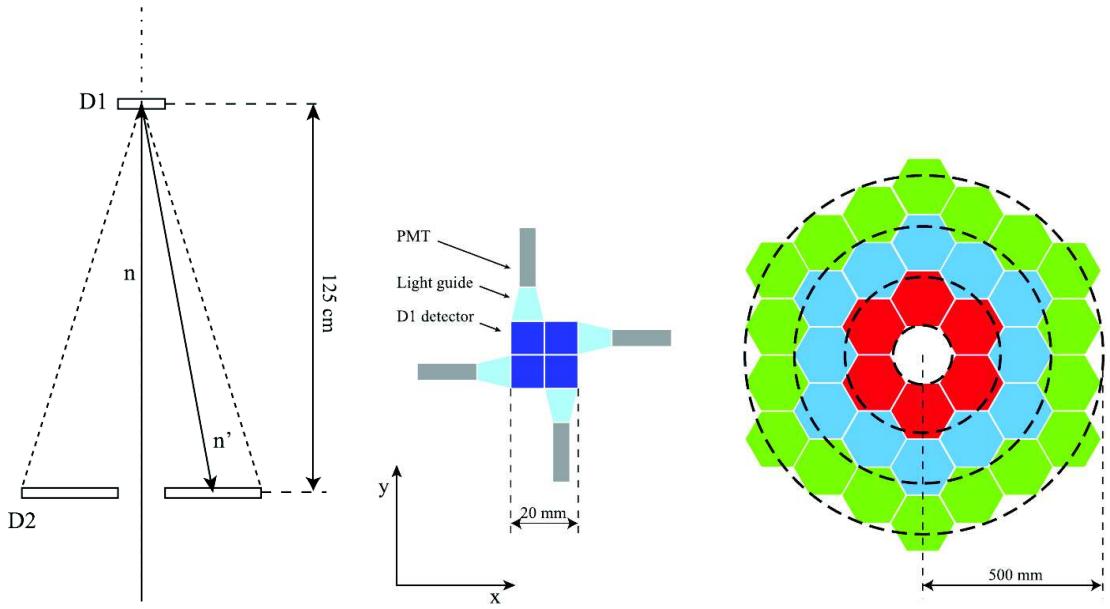


FIGURE 2.4. – Résolution en énergie du spectromètre LaNSA pour différentes énergies de neutrons en fonction de la distance au détecteur [HLN06]

du deutérium, ce qui permet une rétrodiffusion du neutron proche de 180° avec une énergie du neutron diffusé $E_{n'} \approx 0.11 \times E_n$, ainsi qu'un signal de départ pour le temps de vol, permettant d'utiliser ce détecteur en continu. Le neutron diffusé est ensuite détecté à l'aide d'un second scintillateur plastique qui fournit le signal d'arrivée du neutron (voir figure 2.5). La résolution simulée du détecteur est de 4.3% à 14 MeV avec une efficacité de 1.25×10^{-3}. Le flux admissible sur D1 est estimé à 2 MHz, soit 6.5×10^7 n.cm^{-2}.s^{-1}, et le ratio signal/bruit à 10^5.



(a) Géométrie d'un détecteur temps de vol à rétrodiffusion

(b) Géométrie des détecteurs du BackTOF

FIGURE 2.5. – Géométrie du détecteur BackTOF [HAS17]

Pour une mesure à l'installation NESSA à Uppsala, la meilleure résolution obtenue est 6.6% pour une distance de 80 cm avec un rayon extérieur et une épaisseur de D2 de 34.3 et 0.5 cm respectivement. L'efficacité de détection ainsi obtenue est de 1.0×10^{-4} pour un flux maximal sur D1 de 600 kHz, soit 3×10^5 n.cm^{-2}.s^{-1}.

2.3.2. Détection par modération des neutrons

2.3.2.1. Système de Sphères de Bonner

Le système le plus connu de mesure du spectre neutronique par modération des neutrons est le Système de Sphères de Bonner. Il est considéré comme la référence pour la mesure des spectres neutroniques. Le concept initial consiste en la mesure de la fluence des neutrons au centre de sphères de polyéthylène à l'aide d'un compteur proportionnel. Le système est constitué de nombreuses sphères de diamètres différents (voir figure 2.6), ayant chacune une fonction de réponse différente, permettant de mesurer l'ensemble du spectre des neutrons sur une très large gamme d'énergie (typiquement entre 10^{-8} et 20 MeV, jusqu'à 800 MeV dans [Bur08] et jusqu'à 10 GeV dans [WJM03]). La résolution

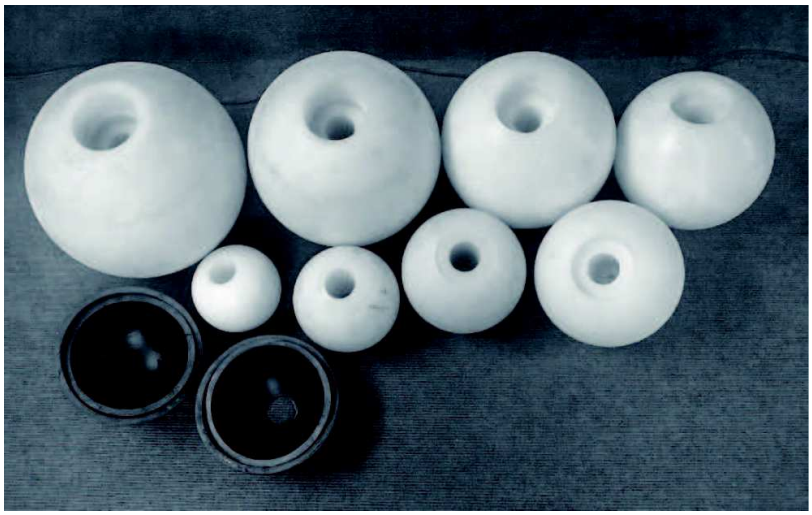


FIGURE 2.6. – 8 sphères de Bonner et leurs demi-sphères de plomb [CFK16]

en énergie peut descendre aussi bas que 2% [LTN17] et le flux maximal mesurable peut atteindre 2×10^5 $(n.cm^{-2}.s^{-1})$ [CFK16]. L'efficacité moyenne des différentes sphères dans leur gamme d'énergie optimale est supérieure à 10^{-3} [HD85] et dépend fortement du type de détecteur utilisé.

Divers détecteurs peuvent être utilisés au centre des sphères comme des détecteurs au ^{6}LiI(Eu) [CCG07] [LTN17] ou à l'^{3}He [GGR04] [CFK16] [MB18], des scintillateurs ou des détecteurs thermoluminescents (TLD) au ^{6}Li-^{7}Li [TN97], des feuilles d'or (^{197}Au(n,γ)^{198}Au) ou encore des disques d'indium (^{115}In(n,γ)^{116m}In) [VP17]. Le nombre de sphères ainsi que leur épaisseur est variable et dépend notamment de la gamme en énergie et de la précision voulue, ce qui implique en général l'utilisation simultanée ou non d'un grand nombre de sphères, d'où un dispositif excessivement encombrant ou un temps de mesure long.

2.3.2.2. Déconvolution

Pour tous les dispositifs basés sur la modération des neutrons, le signal récupéré en sortie ne fournit pas directement le spectre neutron. Le signal est en effet un simple nombre de coups pour les plus simples, une valeur de charge ou de signal intégré (e.g. ToT) pour les plus complexes. La mesure du spectre des neutrons est convoluée avec la fonction de réponse de chacune des sphères du système. Le signal de sortie est en réalité relié au spectre en énergie par une équation du type

$$C_i = \sum_0^\infty R_i(E)\phi(E)dE \tag{2.3}$$

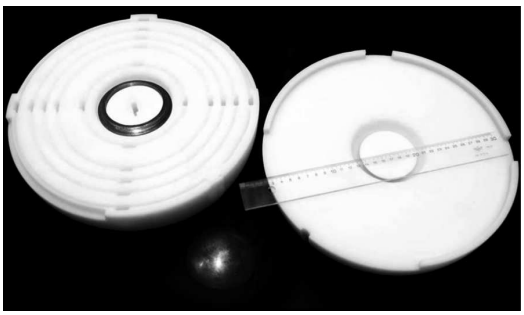
avec C_i le signal dans le i-ème détecteur et R_i sa fonction de réponse. Cette équation est transformée en matrice pour être inversée numériquement : c'est ce qu'on appelle la déconvolution. Néanmoins, le nombre d'intervalles en énergie étant très supérieur au nombre de points de mesure, on se retrouve avec un problème sous-contraint, ce qui

implique une infinité de solutions. Ceci est particulièrement vrai aux limites en énergie des détecteurs, où la déconvolution s'appuie sur un nombre extrêmement réduit de points. Les algorithmes de déconvolution utilisés pour obtenir le spectre nécessitent donc un prior, c'est à dire un spectre présupposé qui doit être le plus proche possible du spectre réel, afin d'obtenir de meilleurs résultats, ce qui implique une certaine connaissance préalable du spectre à mesurer. De nombreux algorithmes de déconvolution existent, parmi lesquels nous pouvons notamment citer GRAVEL ou MAXED. Le processus de déconvolution est néanmoins assez long et empêche toute utilisation en temps réel de tels détecteurs.

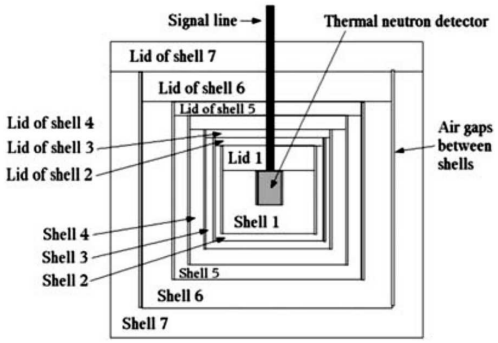
2.3.2.3. Autres dispositifs

Le Système de Cylindre de Bonner (BCS) est un équivalent cylindrique du BSS doté d'un compteur proportionnel de plus grande taille permettant une efficacité augmentée d'un facteur 18 [LS17] au prix d'une anisotropie de la réponse. Grâce à des ajouts de plomb, la gamme d'énergie est portée jusqu'à 10 GeV. Ce système a été comparé avec succès au BSS pour la mesure du spectre des neutrons cosmiques mesuré à Taïwan.

Le spectromètre sphérique (SP^2) [BBB14] [BBB16] est une adaptation du Système de Sphère de Bonner à une seule sphère. Les 31 détecteurs de neutrons thermiques (diodes recouvertes de ^{6}LiF) sont placés à 5 différentes profondeurs de la sphère de polyéthylène selon les trois axes ainsi qu'au centre de la sphère (figure 2.7a). Cela permet une réponse quasi isotrope du détecteur. La sphère de polyéthylène de ∅25 cm contient également un couche de plomb de 1 cm d'épaisseur entre 3.5 et 4.5 cm afin de permettre une mesure des neutrons entre 10^{-8} et 100-200 MeV. La résolution obtenue lors de l'irradiation d'une précédente version par un CLINAC de 15 MV était de quelques pour cents avec une efficacité de 0.176 ± 0.003.



(a) Photo du SP^2 ouvert [BBB16]

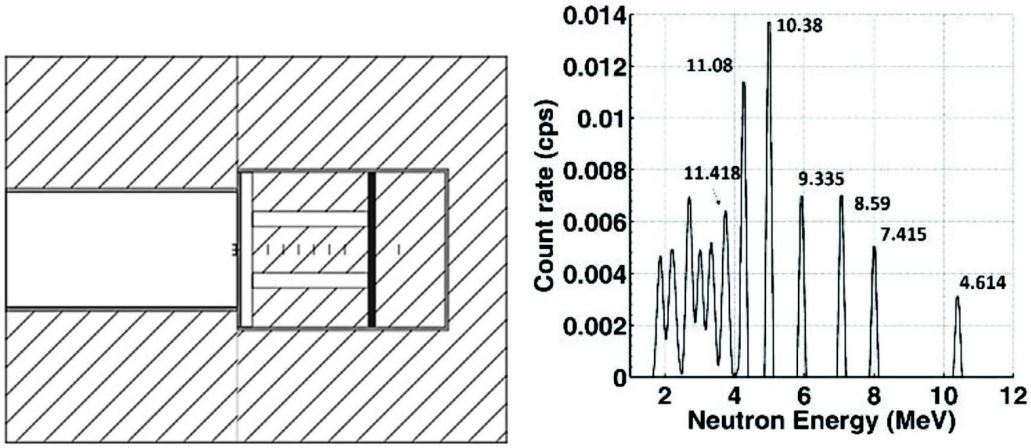


(b) Schéma en coupe du NNS [DHW12]

Figure 2.7.

Le Spectromètre Neutron Gigogne (NNS) [DHW12] est une adaptation du BSS qui consiste en un ensemble de cylindres empilables de polyéthylène permettant de reproduire les différentes sphères du BSS (voir figure 2.7b). Le NNS est capable de mesurer un flux de neutron de 7.68×10^7 n.cm^{-2}.s^{-1} [DHW17]. Le successeur du NNS, qui possède un détecteur central deux fois plus gros, atteint une résolution de 7% sur la mesure du spectre AmBe [LCW17] avec une efficacité de l'ordre de 1.

Le SPectromètre CYlindrique (CYSP) est un cousin de SP^2 qui a été optimisé afin d'obtenir une directionnalité de la réponse. Il est composé d'un collimateur en polyéthylène de $\varnothing 50 \times 30$ cm, avec une ouverture centrale de $\varnothing 15$ cm, additionné d'une couche de plastique boré de 5 mm, et d'un volume de détection en polyéthylène additionné de trous d'aération et d'une couche de plastique boré, de $\varnothing 50 \times 35$ cm (figure 2.8a). À l'intérieur de ce volume sont disposés 7 détecteurs de neutrons thermiques à impulsions (TNPD) le long de l'axe du cylindre, dont un derrière une épaisseur de plomb de 1 cm [GRB15]. Ce spectromètre permet ainsi de mesurer des neutrons des énergies thermiques jusqu'à 100-200 MeV. Il reproduit les résultats de la mesure d'une source AmBe par un système de BSS avec une incertitude de 4% sur la fluence et une efficacité de l'ordre de 0.1 [GRB17].



(a) Section longitudinale du CYSP. La couche cylindrique de plastique borée est représentée en gris clair, le disque de plomb en gris foncé et le polyéthylène en hachuré [GRB15]

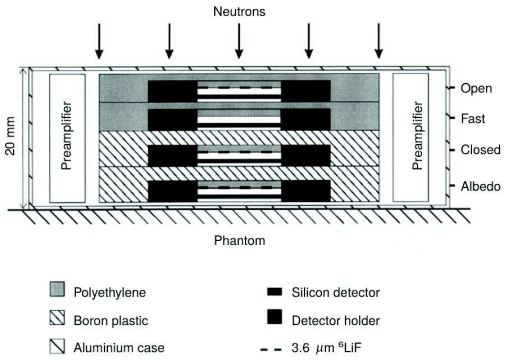
(b) Spectre déconvolué, avec les énergies des états excités du ^{28}Si en MeV, mesuré lors de la réaction (d,n) par un scintillateur au xylène deutéré [DFB16]

Figure 2.8.

Les scintillateurs liquides au xylène deutéré [DFB16] permettent de mesurer le spectre neutron grâce à la diffusion élastique des neutrons sur le deutérium contenu dans le scintillateur. La résolution en énergie obtenue sur la mesure du spectre ^{27}Al(d,n)^{28}Si est comprise entre 10 et 15% (voir figure 2.8b) avec une efficacité de l'ordre de 0.6 à 5 MeV.

Le SpectroGEM [Aza16] est un prototype du CERN pour la mesure des spectres neutroniques. Les neutrons thermiques, épithermiques et intermédiaires sont mesurés par la réaction ^{10}B(n,α)^{7}Li, après modération par du polyéthylène pour les derniers (voir figure 2.9a). Les neutrons rapides sont mesurés par la diffusion élastique sur du polyéthylène. Le détecteur est divisé en 6 zones actives d'un total de 35.2×20.8 cm. Les produits de ces réactions sont mesurés par une cathode discrétisée en éléments de 2.2×1.3 cm couplée à un amplificateur triple-GEM. Le système donne des résultats corrects avec une efficacité de l'ordre de 0.1.

Le PTB a développé un système basé sur un empilement de 4 diodes séparées par des convertisseurs (polyéthylène et ^{6}Li-F) et des modérateurs (polyéthylène et plastique boré)



(a) Photo du SpectroGEM avec ses modérateurs de polyéthylène [Aza16]

(b) Schéma du système de diode [LBM99]

Figure 2.9.

permettant de mesurer les différentes composantes du spectre neutronique des thermiques jusqu'à 45 MeV (voir figure 2.9b). Ce système, calibré à différentes énergies et différents angles d'irradiation, permet notamment de reconstruire de façon correcte un spectre AmBe en incidence normale [LBM99]. Pour améliorer la précision de la reconstruction en énergie et surtout en directionnalité, le PTB a conçu une sphère de polyéthylène de ∅30 cm équipée de système de diodes dans les 6 directions de l'espace. Cela permet également d'augmenter la gamme en énergie jusqu'à 100 MeV. Le système a prouvé une reconstruction correcte des spectres ^{252}Cf avec et sans cône d'ombre et d'un spectre de neutron de 100 MeV au CERN, avec néanmoins une surestimation de la fluence aux alentours de 100 keV [LBdE02]. L'efficacité du système est de 10^{-2} aux énergies thermiques et de 3×10^{-4} à 61 MeV.

2.3.3. Détecteurs à capture

Le détecteur FANS-1 combine un ensemble de 6 scintillateurs plastiques et de 6 compteurs proportionnels à l'^{3}He dans le but de mesurer des neutrons de quelques MeV à 1 GeV. Son successeur, le détecteur FANS-2 combine un ensemble de 16 scintillateurs plastiques et de 21 compteurs proportionnels. L'efficacité finale du détecteur est de $(3.6 \pm 0.15) \times 10^{-2}$ et une résolution de 5% à 14 MeV est mesurée [LBB16]. Le temps caractéristique qui sépare l'interaction dans les scintillateurs et dans le compteur ^{3}He est de 125 µs, ce qui implique un temps mort de 600 µs pour le détecteur, soit un flux maximal mesurable d'environ 45000 n.s^{-1}, soit seulement ≈ 30 n.cm^{-2}.s^{-1}

Le détecteur du CJPL (figure 2.11a) utilise un liquide scintillant auquel est ajouté du gadolinium à 0.5% massique. La déconvolution du PSD permet de reconstruire le spectre en énergie des neutrons rapides avec une efficacité de $(11.13 \pm 0.42) \times 10^{-2}$ [DLL17]. Ce détecteur permet de reconstruire de façon peu précise un spectre AmBe.

Le détecteur diamant monocristallin du NPL (figure 2.11b) utilise la réaction de capture ^{12}C(n,α)^{9}Be pour mesurer l'énergie des neutrons. Ce détecteur est doté d'un excellente résolution de 120 keV à 14 MeV [RGG18], soit environ 0.86%, et d'une efficacité de 5×10^{-4}. Il n'est néanmoins capable de mesurer que des neutrons sur une gamme d'énergie d'environ

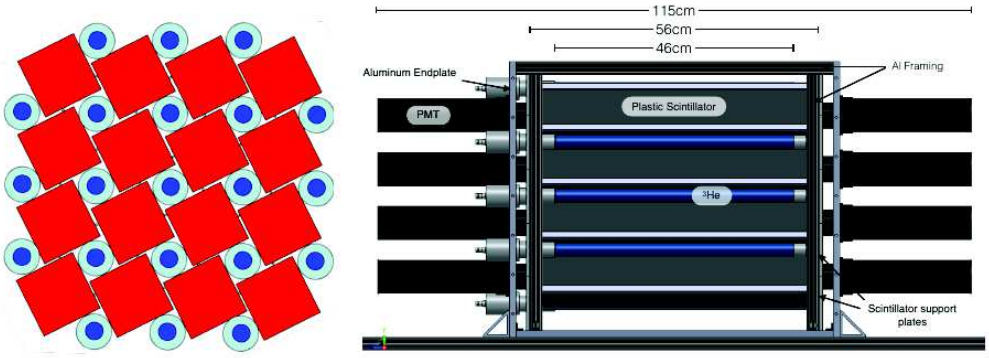
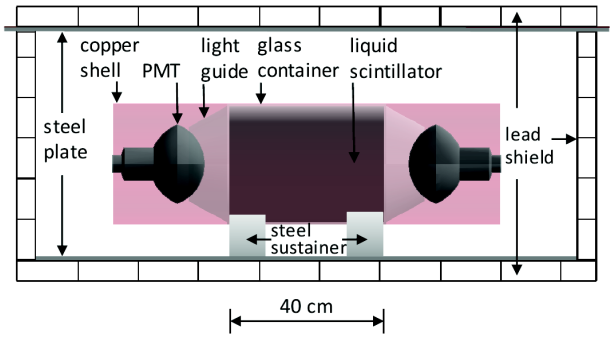
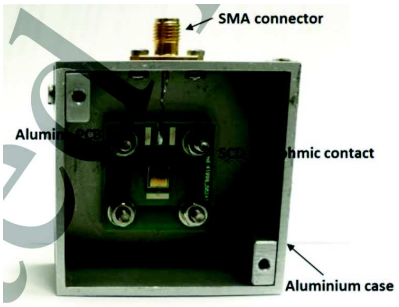


FIGURE 2.10. – À gauche : modèles MCNP de la disposition des scintillateurs (carrés rouges) et des détecteurs ^{3}He (cercles bleu) du FANS-2. À droite : dessin CAD du FANS-2 assemblé. [LBB16]



(a) Schéma du détecteur à liquide scintillant [DLL17]



(b) Image du détecteur SCD [RGG18]

FIGURE 2.11.

4 MeV au-delà de 8.428 MeV à cause du pic dû à la réaction ^{12}C(n,n')3α qui a une Q_{value} de -7.23 MeV.

2.3.4. Spectromètres à noyaux de recul

2.3.4.1. Principe général

Le principe du spectromètre à protons de recul est basé sur la diffusion élastique d'un neutron d'énergie E_n sur un noyau d'hydrogène ce qui entraîne son éjection et donc sa possible mesure. L'énergie E_n du neutron est directement relié à l'énergie E_p et l'angle d'émission θ du proton éjecté par l'équation suivante (voir Annexe B).

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2 \theta} \tag{2.4}$$

La mesure de l'énergie du proton et de son angle d'émission permet donc de remonter directement à l'énergie du neutron.

2.3.4.2. La μ-TPC

Les chambres à projection temporelle (TPC) sont des dispositifs qui mesurent la trajectoire des protons de recul par la reconstruction de sa trace d'ionisation. Le volume de la chambre est rempli d'un mélange de gaz riche en hydrogène ou hélium. Le neutron va subir une diffusion élastique sur un noyau d'hydrogène ou d'hélium de ce gaz, ce qui va éjecter le noyau de recul. Son passage va créer une trace d'ionisation dans la chambre et les électrons ainsi créés vont être guidés par un champ électrique intense jusqu'à une électrode discrétisée qui va permettre de reconstruire en 3D la trajectoire du noyau de recul grâce aux informations spatiales et temporelle, la vitesse de dérive des électrons étant connue. La résolution dépend donc de la résolution en temps du système de lecture et de la discrétisation de l'électrode. La mesure de l'énergie du neutron dans une TPC demandant un dépôt total de l'énergie du noyau de recul, elles ne peuvent être utilisées pour mesurer directement des neutrons de haute énergie car leur taille deviendrait alors prohibitive.

La μ-TPC de l'IRSN est le résultat d'une collaboration avec l'équipe MIMAC du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) de Grenoble visant à réutiliser la μ-TPC initialement développé pour la recherche de la matière noire dans l'expérience MIMAC pour la détection des neutrons [Mai15]. Elle utilise un mélange de C_4H_{10} et de CHF_3 à 30 ou 50 mbar entre 8 et 250 keV et un mélange de He et de CO_2 entre 700 et 1500 mbar entre 0.1 et 6.5 MeV. Elle dispose d'une anode pixelisée MICROMEGAS de 10×10 cm dotée de pixels de 200 μm qui est lue toutes les 20 ns (figure 2.12). La résolution attendue de ce détecteur est comprise entre 2 et 9% avec une efficacité de 10^{-3}. Du fait de sa taille ($17 \times 17 \times 17.5$ cm), elle permet de mesurer des neutrons jusqu'à 6.5 MeV. Elle dispose d'une résolution meilleure que 5% pour les neutrons d'énergie inférieure à 4 MeV.

L'équipe MIMAC travaille actuellement sur une montée en énergie de la μ-TPC jusqu'à 600 MeV avec un prototype nommé MIMAC-FASTn.

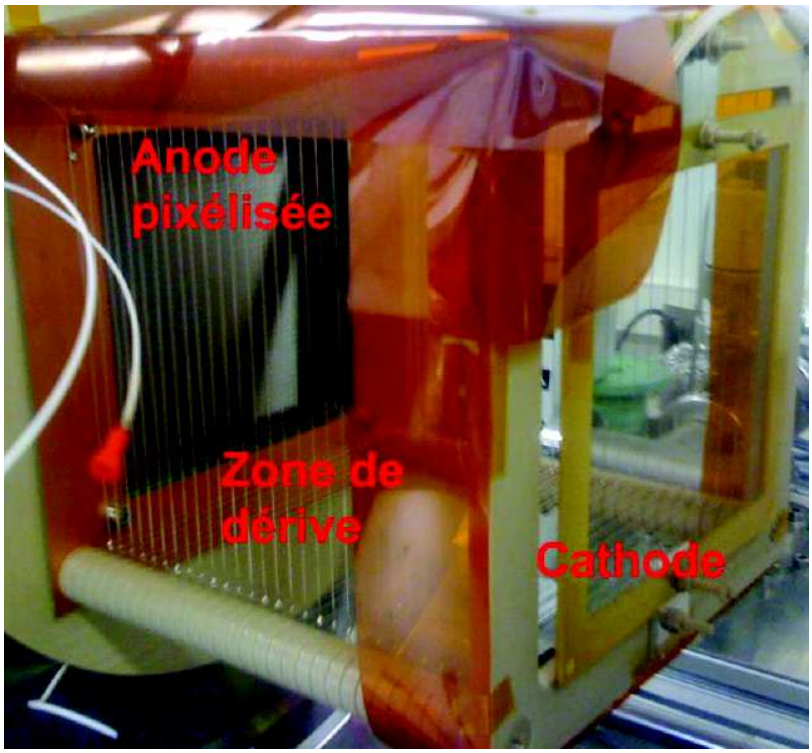
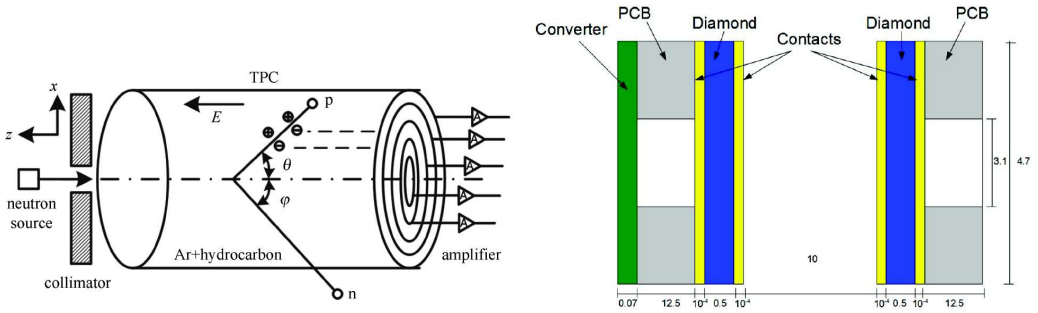


FIGURE 2.12. – Cage de champ du détecteur μ-TPC, délimitant le volume actif [Mai15]. Il s'agit de la partie active fixée à l'intérieur du détecteur sur la face arrière

2.3.4.3. Autres détecteurs

La TPC présentée dans [HLN15] (figure 2.13a) ayant un échantillonnage temporel de 80 ns promet une résolution plus élevée (15.7% à 1.2 MeV et 7.0% à 2.5 MeV) mais avec une efficacité de 10^{-5}. Elle utilise un mélange de Ar-C_2H_6 et Ar-CH_4.



(a) Schéma de la nTPC [HLN15]

(b) Schéma du prototype de spectromètre à détecteurs diamant (échelle non respectée). Les valeurs sont données en mm [COR16]

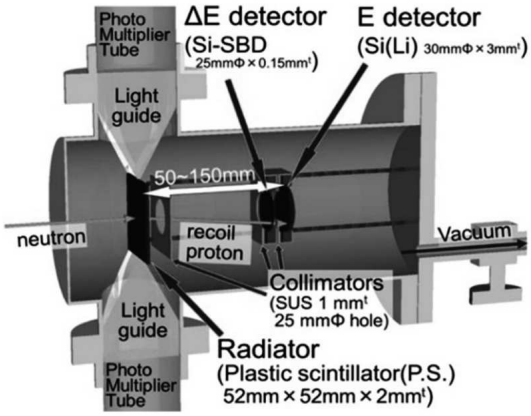
Figure 2.13.

Le spectromètre à détecteurs diamants de l'INFN utilise un convertisseur en polyéthylène afin de convertir les neutrons en protons et deux détecteurs diamants afin de mesurer, pour le premier l'énergie perdue par le proton en le traversant, et pour le second l'énergie résiduelle du proton. C'est ce qu'on appelle un système $E/\Delta E$. Un test a été effectué avec une version préliminaire du télescope au générateur de neutron de Frascati (FNG), avec des détecteurs DDL de $0.5 \times 4.7 \times 4.7$ mm et un convertisseur de 70 µm (voir figure 2.13b). Une efficacité de 2.5×10^{-6} a été mesurée avec une énergie minimale de 10 MeV, ainsi qu'une résolution de 700 keV sur le pic à 12.7 MeV soit une résolution de 5.5%.

Le Télescope à Protons de Recul à Haute Efficacité (HEPRT) de l'Agence Japonaise de l'Énergie Atomique utilise un scintillateur plastique de $52 \times 52 \times 2$ mm en tant que convertisseur de façon à améliorer la précision sur l'énergie du proton. Ils complètent le dispositif par un Détecteur Silicium à Barrière de Surface (SSBD) de 490 mm^2 déserté sur 150 µm comme détecteur ΔE et une diode Si(Li) de 700 mm^2 désertée sur 3 mm pour mesurer l'énergie restante du proton [TY17]. Leur dispositif permet de faire varier la distance entre le convertisseur et la diode entre 50 et 150 mm de façon à privilégier l'efficacité ou la résolution suivant les cas (voir figure 2.14b).

Le spectromètre magnétique à protons de recul utilise les protons émis avec un angle de 0° pour mesurer l'énergie des neutrons. Les protons émis par la diffusion élastique des neutrons sur un film de polyéthylène sont ensuite séparés par un champ magnétique intense et mesurés par un détecteur (figure 2.15). La résolution atteinte est alors de 132 keV à 13 MeV et 220 keV à 15.5 MeV avec une efficacité de l'ordre de 10^{-7} [ZOZ16].

Un tableau récapitulatif des divers dispositifs peut être trouvé en Table 2.2.



(a) Schéma du HEPRT

Radiator to *E* detector distance (mm)	Detection efficiency (cm^2)		Energy resolution (MeV)
	Calibrated	Calculated	
50	$(3.5 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	3.7×10^{-3}	4.43 (30%)
100	$(7.1 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	6.9×10^{-4}	1.86 (13%)
150	$(2.8 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	2.7×10^{-4}	1.16 (7.8%)

(b) Efficacité de détection et résolution en énergie du HEPRT pour des neutrons monoénergétique de 14.8 MeV

FIGURE 2.14.

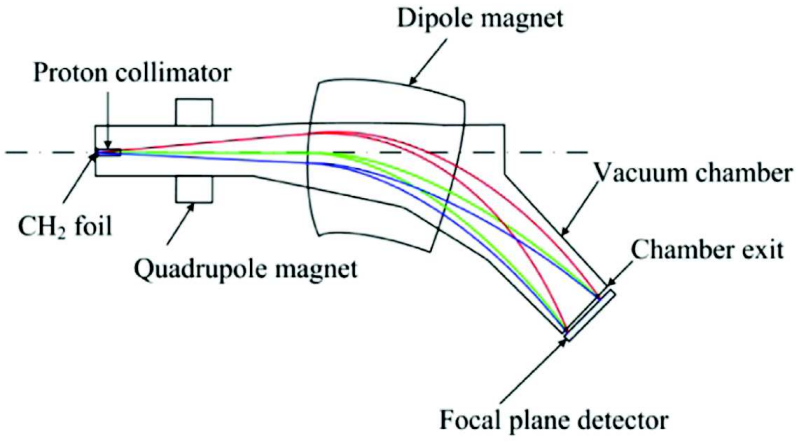


FIGURE 2.15. – Schéma du spectromètre neutron MPR [ZOZ16]

TABLE 2.2. – Récapitulatif des dispositifs de détection des neutrons

Principe	**Nom**	**Publication**	E_{min} **(MeV)**	E_{max} **(MeV)**	**Flux max** ($n.cm^{-2}.s^{-1}$)	σ_{E_n}/E_n **(%)**
Temps de vol	LaNSA	[HLN06]	Variable	Variable	7×10^5	Variable
Temps de vol	BackTOF	[HAS17]	0	2 GeV	6.5×10^7	4.3%
Modération	BSS	[Bur08]	1 eV	800 MeV		
Modération	BSS	[WJM03]	Thermiques	10 GeV		
Modération	BSS	[LTN17]	Thermiques	20 MeV		2%
Modération	BSS	[GGR04]	1 meV	1 GeV		4%
Modération	BSS	[CFK16]	1 meV	1 GeV	2×10^5	8.6%
Modération	BSS	[MB18]	10^{-9} eV	20 MeV		4%
Modération	BSS	[TN97]	8 keV	22 MeV		
Modération	BSS	[VP17]	1 meV	20 MeV		5.1%
Modération	BCS	[LS17]	1 meV	10 GeV		8%
Modération	SP^2	[BBB16]	Thermiques	200 MeV	7×10^6	
Modération	NNS	[LCW17]	10 meV	10 MeV		7%
Modération	CYSP	[GRB17]	Thermiques	100-200 MeV		
Modération	D-xylène	[DFB16]	0.5 MeV	6 MeV	5×10^8	15%
Modération	SpectroGEM	[Aza16]	Thermiques	100 MeV	1.4×10^{10}	
Modération	4 diodes	[LBdE02]	Thermiques	100 MeV		
Capture	FANS-1	[LBB15]	0.7 MeV	200 MeV		
Capture	FANS-2	[LBB16]	1 MeV	1 GeV	30	5%
Capture	Gd-LS	[DLL17]	1 MeV	12 MeV	250	
Capture	SCD	[RGG18]	5.703 MeV	E_{min} + 4 MeV	4×10^{10}	0.86%
TPR	n-TPC	[HLN17]	1 MeV	6 MeV	2×10^9	15.7%
TPR	TPR diamant	[COR16]	2 MeV	14 MeV	8×10^{11}	5.5%
TPR	HEPRT	[TY17]	14 MeV	19 MeV		30%
TPR	MPR	[ZOZ16]	Variable	Variable		1.4%

2.4. Conclusion

La collaboration avec l'IRSN porte sur la création d'un dispositif permettant de mesurer des neutrons d'énergie comprise entre 5 et 20 MeV avec une précision inférieure à 5%. Le système doit être capable de donner des résultats en temps réel et de mesurer un flux de neutrons dix fois supérieur au flux d'AMANDE qui est de 6×10^3 n.cm^{-2}.s^{-1} (dans le cadre d'une montée en flux de l'installation). Le détecteur doit être le plus compact possible afin de ne pas perturber le champ neutronique. Comme il a pu être vu dans ce chapitre, aucun des détecteurs présentés ne correspond à ces critères : les détecteurs à temps de vol ne sont pas assez compacts, les systèmes à modération de neutrons ne peuvent être utilisés en temps réel, les systèmes à captures ont un flux maximal trop faible et les chambres à projections temporelles actuelles ne permettent pas de monter assez haut en énergie avec une bonne résolution. Le chapitre suivant présente la solution développée dans le cadre de cette thèse : un Télescope à Protons de Recul à pixels CMOS ultra-rapides.

3. Le Télescope à Protons de Recul à pixels CMOS

3.1. Le dispositif

Nous avons choisi, pour satisfaire aux critères mentionnés à la fin du chapitre précédent, de concevoir un télescope à protons de recul à capteurs CMOS. Les neutrons sont convertis en protons grâce à une feuille de polyéthylène. La trajectoire des protons, et donc leur angle d'émission θ, est mesurée à l'aide de trois capteurs CMOS pixelisés ultra-rapides et amincis, afin de limiter la perte d'énergie et de pouvoir ainsi mesurer des protons d'énergie aussi basse que 5 MeV. L'énergie des protons E_p est mesurée à l'aide d'une diode Si de 3 mm d'épaisseur, correspondant au pouvoir d'arrêt d'un proton de 20 MeV. On peut alors remonter, grâce à l'équation de la diffusion élastique (Eq. 2.4), à l'énergie du neutron en temps réel. Le dispositif est schématisé sur la figure 3.1.

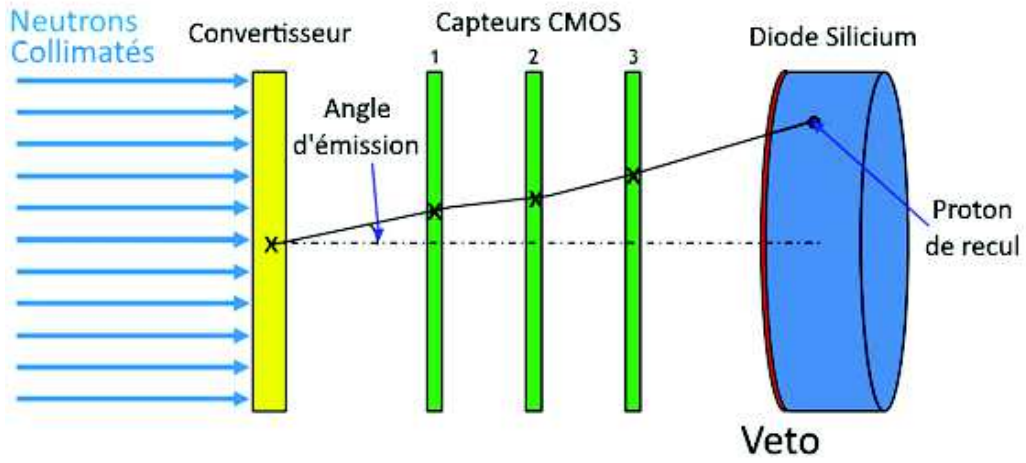


FIGURE 3.1. – Principe du Télescope à Protons de Recul

L'étage de détection est placé à l'intérieur d'une boîte en aluminium afin de protéger les capteurs de la lumière et de permettre un refroidissement par effet Peltier. Une fenêtre de plus faible épaisseur est ménagée sur l'avant de la boîte à l'emplacement du convertisseur pour éviter une diffraction des neutrons incidents. La taille totale du télescope est de $10 \times 7 \times 10\,\mathrm{cm}^3$, ce qui en fait un détecteur temps réel très compact.

3.1.1. Physique des semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont une classe de matériaux qui ont un comportement à mi-chemin entre un isolant et un conducteur. Cela est dû à la proximité de leur bande de conduction par rapport à leur bande de valence. Pour un métal, ces deux bandes se recouvrent alors que pour un isolant, ces deux bandes sont séparées par plus de 6 eV. Pour un semi-conducteur, ces deux bandes sont faiblement séparées (1.115 eV pour le silicium et 0.665 eV pour le germanium) ce qui permet aux électrons de la bande de valence de passer dans la bande de conduction sous l'effet d'une excitation faible (e.g. thermique) laissant alors dans la bande de valence un défaut d'électron appelé *trou*.

À l'état naturel, un semi-conducteur est dit intrinsèque. Cela veut dire que son nombre d'électrons dans la bande de conduction est égal au nombre de trous dans la bande de valence. La densité de porteurs libres d'un semi-conducteur intrinsèque est très faible (10^{10} cm^{-3}). Ainsi, l'application d'une différence de potentiel aux bornes d'un semi-conducteurs induira un faible courant électrique dû aux porteurs libres.

On peut augmenter le nombre de porteurs libres en créant une différence entre le nombres d'électrons et de trous en *dopant* le semi-conducteur. Cette méthode consiste à introduire une petite quantité d'atome des colonnes III (accepteur, dopage « p ») ou V (donneur, dopage « n ») afin de créer de façon permanente des trous dans le premier cas ou des électrons dans le second cas. Cette quantité reste néanmoins négligeable par rapport au nombre d'atomes de semi-conducteurs ($< 10^{20}$ cm^{-3} contre 4.96×10^{22} cm^{-3} pour le silicium). Cependant, pour des températures standard, le nombre de porteur libres (électrons ou trous) est équivalent au nombre d'atomes donneur/accepteur. En effet, la densité de porteurs libres du semi-conducteur intrinsèque étant très faible, les porteurs libres sont donc dominés par les porteurs créés par le dopant. Le dopage va également augmenter l'énergie de la bande de Fermi pour un dopage N, ou la diminuer pour un dopage P.

La mise en contact d'un semi-conducteur avec un métal entraîne un équilibrage des niveaux de Fermi. Néanmoins, comme le travail de sortie du métal est différent de celui du semi-conducteur, une barrière de potentiel s'établit à la jonction. Dans le cas où le travail de sortie du métal est inférieur (supérieur) à celui du semi-conducteur dopé N (P), les porteurs vont s'accumuler à l'interface, la jonction conduit le courant, on a un contact ohmique. Dans le cas contraire, une zone vide d'électrons (de trous) nommées *zone de charge d'espace* se crée. On obtient une diode Schottky (figure 3.2). Si on applique une tension de façon à annuler la barrière de potentiel, le courant passe de nouveau, la diode est passante. Dans le cas inverse, la barrière de potentiel augmente, la diode est bloquée. Si la barrière de potentiel augmente trop fortement, les porteurs la traversent par effet tunnel, ce qui peut conduire à un phénomène d'avalanche (claquage).

La mise en contact d'un semi-conducteur dopé P et d'un semi-conducteur dopé N est nommé jonction PN. Lors de la jonction, les niveaux de Fermi vont s'équilibrer, entraînant l'apparition d'une différence de potentiel, appelée potentiel de jonction, entre les deux régions, et les porteurs libres vont diffuser spontanément de part et d'autre de la jonction et se recombiner créant alors une zone quasiment vide de porteurs, dite *désertée*. La longueur de la zone de désertion va varier avec la tension appliquée aux bornes de la jonction. Si l'on applique une tension positive du coté P de la jonction, la différence de potentiel

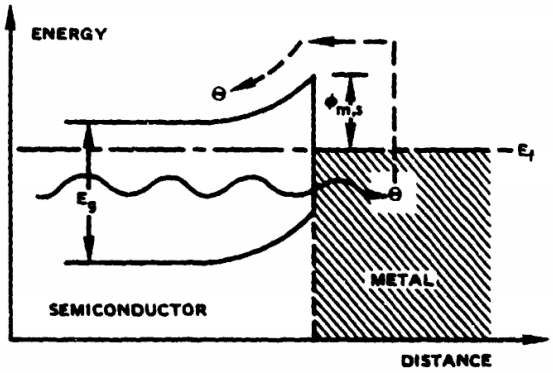
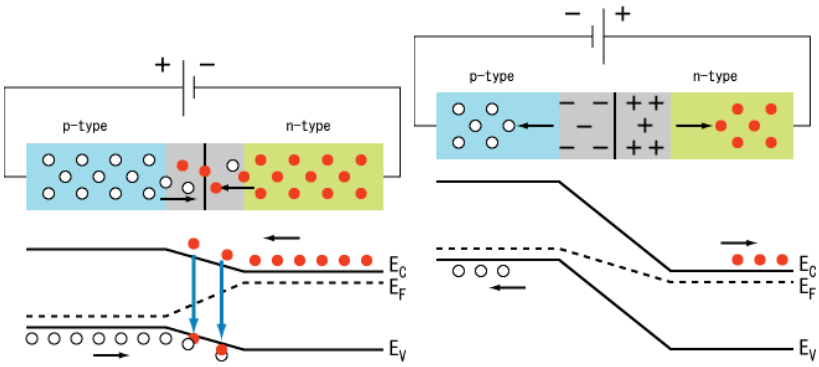


FIGURE 3.2. – Principe de la diode Schottky

entre les deux régions diminue, le courant passe (figure 3.3a). À l'inverse, si l'on applique un potentiel négatif, la différence de potentiel augmente, le courant ne passe pas (figure 3.3b). On a créé une diode. Néanmoins, si l'on applique une trop forte tension négative, les charges vont diffuser par effet tunnel, c'est le fonctionnement en avalanche.



(a) Jonction PN polarisée en direct (b) Jonction PN polarisé en inverse

FIGURE 3.3. – Comportement d'une jonction PN

En combinant deux jonctions PN, sous la forme PNP ou NPN, on obtient un transistor dipolaire. Les deux régions de même type sont alors appelées *émetteur* et *collecteur* et la région centrale *base*. Dans le cas d'un transistor NPN les tensions V_{BE} et V_{CE} sont positives. La diode émetteur/base est polarisée en direct et les électrons arrivent avec une énergie cinétique non nulle dans la base. La diode collecteur/base est fortement polarisée en inverse. Le courant base/collecteur est bloqué mais l'énergie des électrons arrivant de l'émetteur leur permet de traverser la zone désertion : le courant circule fortement de l'émetteur au collecteur (figure 3.4). Le courant émetteur/collecteur est ainsi contrôlé par la tension émetteur/base qui permet de générer un courant émetteur/base plus ou moins important.

On peut également combiner deux jonction PN pour former un transistor à effet de champ à jonction (JFET). Dans ce type de dispositif, un barreau de semi-conducteur d'un type, dont les extrémités sont nommées *source* et *drain*, est encadré en son centre par deux

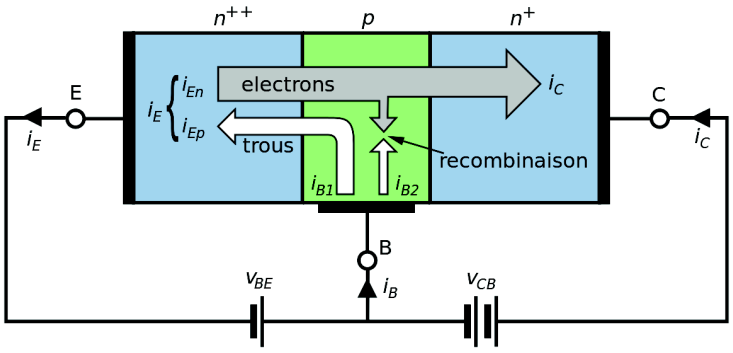


FIGURE 3.4. – Fonctionnement du transistor bipolaire

inclusions de semi-conducteur de l'autre type, nommées *grille*, qui sont reliées entre elles (figure 3.5). Cela crée une double zone de désertion au centre dont la taille est contrôlée par la différence de potentiel entre la source et la grille V_{GS}. Quand la zone de désertion grandit, le canal conducteur rétrécit et le courant diminue. Lorsque les deux zones de désertion se rejoignent, le courant ne passe plus. Le courant entre la source et le drain est ainsi contrôlé par V_{GS}.

Un autre type très connu de transistor à effet de champ est le transistor Métal-Oxyde-Semi-conducteur (MOSFET) à enrichissement (figure 3.6). Il consiste en un substrat d'un type relié à une grille composée d'une couche d'oxyde et d'une couche métallique, et entouré de deux zones d'un autre type, la « source » et le « drain ». On a donc trois zones de désertion : les deux jonctions PN et la jonction métal-semi-conducteur. Pour les MOSFET à appauvrissement, un canal du même type que la source, est situé sous la grille : le courant passe par défaut. Pour un MOSFET à enrichissement à canal N, en appliquant une forte tension positive entre la grille et la source V_{GS}, on attire les électrons vers la grille. Un canal de conduction se crée entre les deux zones N, le courant passe. En augmentant la tension, on va augmenter le courant. Si on augmente V_{DS} au-delà de V_{GS}, la zone de désertion du drain vient fermer le canal, le courant sature.

3.1.2. Les capteurs CMOS

Les capteurs CMOS sont un type de capteurs intégrés dans une technologie dite « MOS Complémentaires ». Les capteurs à pixels actifs sont des dispositifs où chaque pixel comprend un photodétecteur et un amplificateur. Ils ont été développés comme une alternative à l'usage des dispositifs à transfert de charges (CCD). Les pixels CMOS sont généralement constitués d'une photodiode, d'un transistor de remise à zéro M_{rst}, d'un transistor de lecture M_{sf} et d'un transistor de sélection M_{sel} (figure 3.7). Les électrons générés dans la zone épitaxiale dopée P de la photodiode par effet photo-électrique vont migrer jusqu'au puits de potentiel constitué par la zone N où ils vont être piégés. Cela va modifier la tension aux bornes de la diode V_d et c'est cette différence de tension par rapport à la tension par défaut V_{rst} qui sera mesurée. M_{rst} sert à remettre $V_d = V_{rst}$. Le transistor M_{sf} sert de stockage analogique de la charge permettant la lecture de V_d en évitant sa modification. Les M_{sel} de

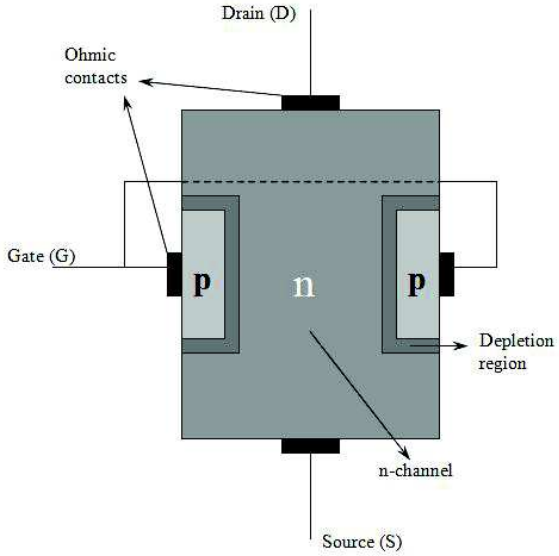


FIGURE 3.5. – Fonctionnement du transistor à effet de champ à jonction

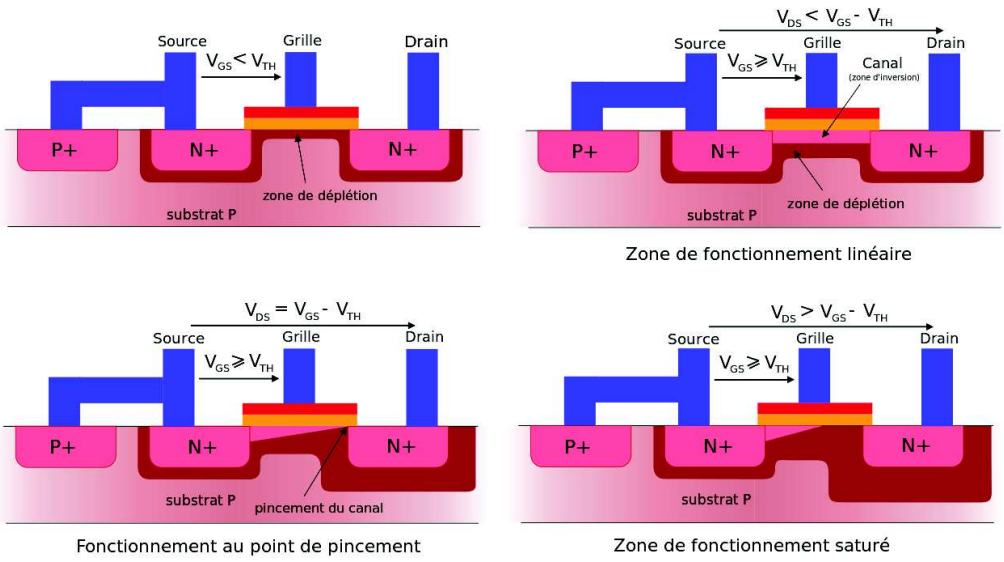


FIGURE 3.6. – Fonctionnement d'un N-MOS à enrichissement

chaque pixel permettent de déclencher la lecture des différents pixels, les pixels étant lus les uns à la suite des autres.

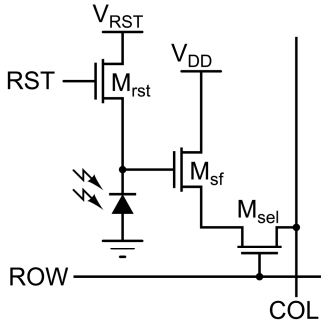


Figure 3.7. – Composants d'un pixel CMOS standard

3.1.3. Premier Prototype de TPR

Un premier prototype du télescope à protons de recul a été construit dans le cadre de la thèse de Julien Taforeau [Taf13] en 2013 (figure 3.8). Il utilise des capteurs CMOS MIMOSTAR 3L dont les caractéristiques peuvent être trouvées dans la Table 3.1.

Table 3.1. – Caractéristiques physiques des capteurs CMOS MIMOSTAR [Taf13]

Caractéristiques	**Valeur**
Surface utile	1 cm^2
Dimension d'un pixel	30×30 μm^2
Dimension de la matrice	320×320 pixels
Résolution spatiale	8.6 µm
Épaisseur attendue	50 µm
Vitesse de lecture	20 MHz/pixels
Temps de lecture du capteur	5 ms

Le MIMOSTAR 3L est composé des couches suivantes : une couche d'oxyde de 5 µm, une zone épitaxiale de 15 µm et un substrat de 35 µm. La vitesse de lecture des pixels du MIMOSTAR 3L entraîne un temps de lecture du capteur entier de 5 ms. Les capteurs CMOS lus par des ADC 12 bits permettent une très bonne précision sur l'énergie déposée dans les CMOS.

La géométrie du télescope avait alors été optimisée par la simulation des trois capteurs et de la diode pour différents jeux de paramètres. A la suite de cela, la distance inter-plan avait été fixée à 6 mm. L'effet de la fenêtre en aluminium avait également été étudiée. Il avait été conclu que la fenêtre en aluminium ne générait qu'un taux de bruit de fond négligeable et facilement identifiable.

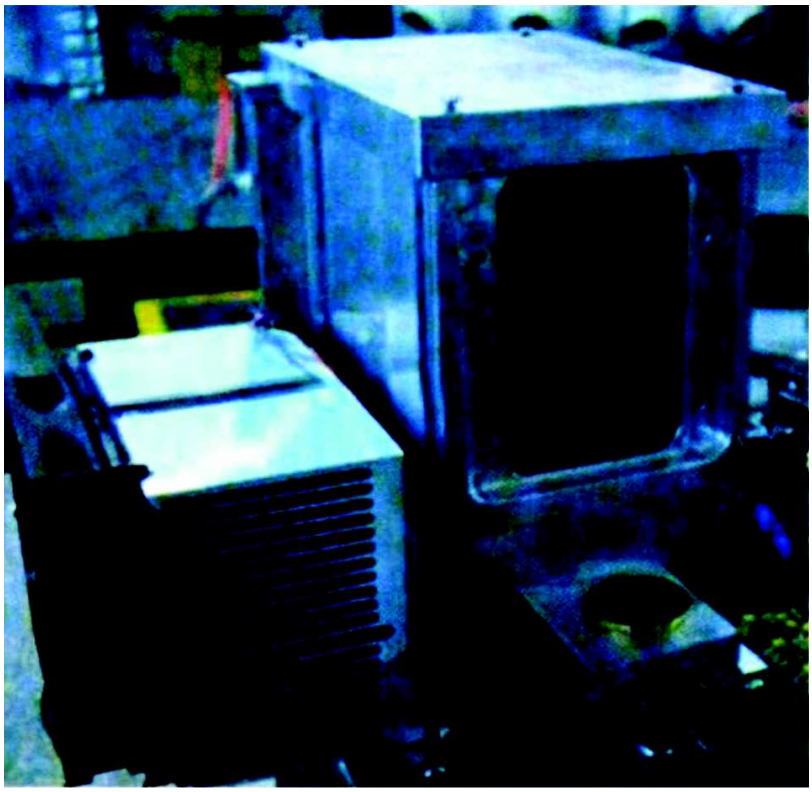
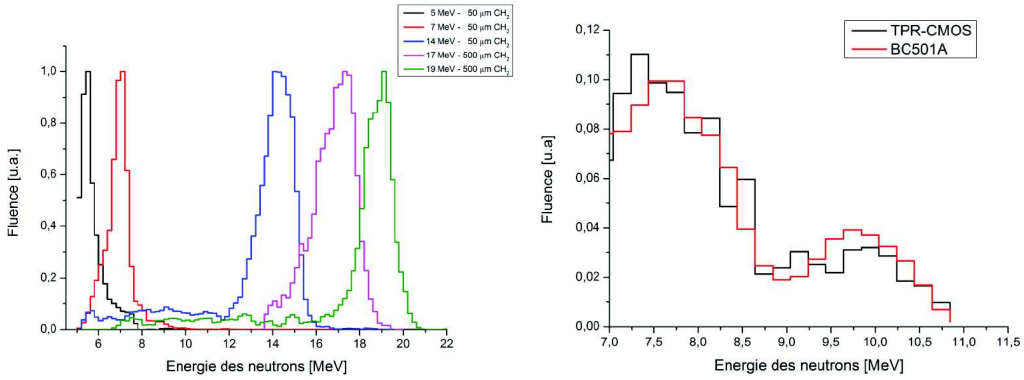


FIGURE 3.8. – Photo du premier prototype de TPR dans sa boîte en aluminium

Après simulation, l'efficacité du télescope avait été estimée à $(1.49 \pm 0.07) \times 10^{-5}$ à 5 MeV avec un convertisseur de 50 µm et $(1.98 \pm 0.03) \times 10^{-4}$ à 14 MeV avec un convertisseur de 500 µm.

Le premier prototype de TPR a permis la mesure de la fluence et du spectre des faisceau de neutrons mono-énergétiques de 5, 7, 14, 17 et 19 MeV de l'installation AMANDE (figure 3.9a) ainsi que de la source AmBe de CEZANE (figure 3.9b).



(a) Reconstruction en énergie des champs neutroniques produits par AMANDE avec le TPR-CMOS

(b) Distribution en énergie des neutrons de la source AmBe de l'installation CEZANE entre 7 et 11 MeV par le TPR-CMOS et le BS501A

FIGURE 3.9. – Performance du TPR-CMOS [Taf13]

Les résultats obtenus sont très encourageants, mais on observe néanmoins plusieurs limites à ce prototype :

- Flux limité à 10^7 n.cm^{-2}.s^{-1} à cause de la vitesse de lecture des capteurs MIMOSTAR 3L (5 ms).
- Difficulté à mesurer des neutrons d'énergie inférieure à 7 MeV.
- Nécessité de réduire l'angle d'ouverture et donc l'acceptance angulaire pour atteindre la résolution requise.

Ces limites expérimentales nous ont amené à concevoir un second prototype basé sur un nouveau capteur CMOS dans le cadre de cette thèse.

3.1.4. Capteurs CMOS FastPixN

Afin de résoudre le problème de la vitesse d'acquisition des MIMOSTAR 3L, un nouveau capteur, nommé FastPixN [KHH14], a été conçu par l'équipe DeSIs de l'IPHC (figure 3.10). Ses caractéristiques peuvent être trouvées dans la Table 3.2.

La vitesse de lecture du FastPixN, bien supérieure à celle du MIMOSTAR, permet d'envisager son irradiation par un flux de neutrons beaucoup plus important, jusqu'à $10^8 - 10^9$ n.cm^{-2}.s^{-1} (500 fois supérieur par rapport à l'ancien prototype).

Les tests du premier TPR ont permis de déterminer qu'une taille de pixel de 30 µm n'était pas nécessaire, car la diffusion coulombienne des protons est le processus dominant sur la

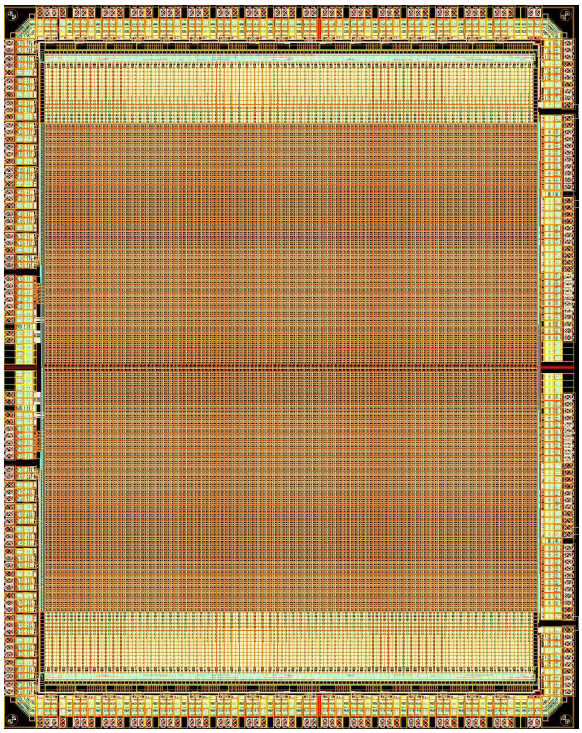


FIGURE 3.10. – Schéma du capteur FastPixN (9.4 × 7.5 mm), avec les longs ADC 4 bits en bout de colonne (en haut et en bas)

TABLE 3.2. – Caractéristiques physiques des capteurs CMOS FastPixN

Caractéristiques	**Valeur**
Surface utile	0.5 cm^2
Dimension d'un pixel	50 × 50 μm^2
Dimension de la matrice	128 × 128 pixels
Résolution spatiale	1 µm
Épaisseur après amincissement	50 µm
Temps de lecture du capteur	12 µs

gamme [5, 20] MeV, et le FastPixN a donc été conçu avec des pixels plus grands permettant un nombre réduit de pixels et une lecture plus rapide. Afin d'augmenter encore la vitesse de lecture, les FastPixN sont divisés en deux parties lues simultanément, non plus par des ADC 12 bits, mais par des ADC 4 bits, ce qui réduit en contrepartie la résolution en énergie. Un système de suppression de zéro a de plus été implémenté dans l'électronique afin de réduire la quantité de données à transférer. L'algorithme de lecture des capteurs est présenté en Annexe A.

La caractérisation expérimentale des capteurs FastPixN est présentée dans le chapitre 4.

3.1.5. Trajectographie et mesure de l'énergie

Afin de reconstruire l'énergie du proton et donc du neutron incident, le système de reconstruction inverse de l'énergie est utilisé (figure 3.11).

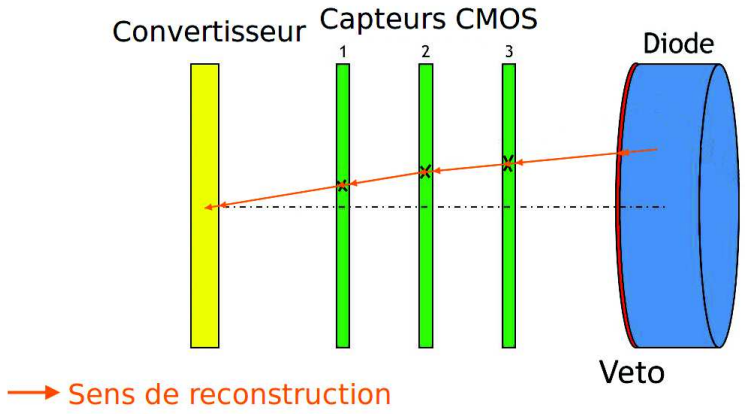


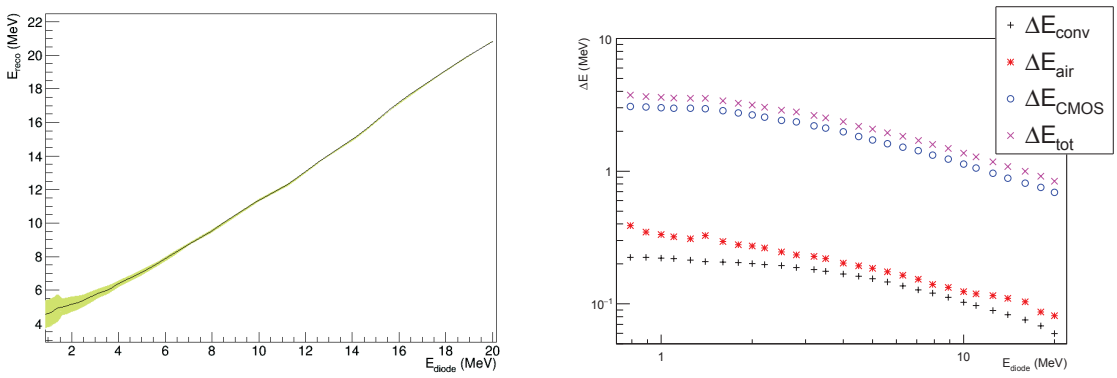
FIGURE 3.11. – Méthode d'estimation de l'énergie du neutron

3.1.5.1. Calcul des pertes d'énergie moyenne

Les distributions de la perte d'énergie linéique ont été estimées à l'aide de simulations Geant4 pour les matériaux des différents éléments constitutifs du TPR : l'air, le silicium faiblement et fortement dopé, l'oxyde de silicium et le polyéthylène. Dans ces simulations, des protons de diverses énergies traversent une couche du matériau constitutif d'un des éléments du TPR. On obtient ainsi une distribution de la perte d'énergie linéique en fonction de l'énergie du proton en sortie de l'élément. Les moyennes des distributions sont utilisées pour le processus de reconstruction inverse. L'écart-type des distribution permet d'estimer l'erreur sur la reconstruction (figure 3.12a). Les tables des distributions de la perte d'énergie linéique peuvent être trouvées en Annexe D.

3.1.5.2. Estimation de l'énergie initiale du proton

L'énergie initiale du proton est ainsi estimée comme étant la somme de l'énergie déposée dans les diodes et de l'énergie estimée perdue dans tous les éléments du TPR. Cela inclut



(a) Estimation de l'énergie initiale du proton et erreur de reconstruction, en fonction de l'énergie déposée dans les diodes pour une trajectoire horizontale

(b) Énergie estimée perdue par des protons d'incidence normale lors de la traversée des différents éléments du TPR en fonction de l'énergie déposée dans les diodes

FIGURE 3.12.

l'énergie perdue dans l'air entre les différents éléments du TPR, dans les différentes couches des capteurs CMOS et dans le convertisseur, en considérant que les protons sont créés au milieu de celui-ci (voir Table 3.3 et figure 3.12b). À chaque étape, on ajoute à l'énergie actuelle du proton, l'énergie estimée perdue dans l'élément traversé. L'épaisseur de matériau traversée est estimée comme l'épaisseur du matériau divisée par le cosinus de l'angle de la trajectoire du proton. L'angle entre le premier et le second CMOS est utilisé jusqu'à la couche épitaxiale du second CMOS et l'angle entre le second et le troisième CMOS est utilisé ensuite. Cela permet de prendre en compte la diffusion multiple des protons dans les capteurs CMOS. Une fois l'intégralité du TPR parcouru en sens inverse, on obtient une estimation de l'énergie initiale du proton. Celle-ci dépend notamment de l'énergie déposée dans la diode et dans le veto, mais également de la trajectoire du proton. L'énergie initiale estimée et l'erreur sur la reconstruction est représentée sur la figure 3.12a pour différentes valeurs d'énergie déposée dans les diodes et pour une trajectoire horizontale.

3.1.5.3. Estimation de l'énergie du neutron

L'énergie du neutron est estimée en utilisant l'équation 2.4 avec comme énergie du proton la valeur estimée de l'énergie initiale du proton et comme angle d'émission l'angle de la trajectoire entre le premier et le second CMOS.

3.2. Optimisation de la géométrie

Les grandeurs géométriques du 1er prototype du TPR avaient été déterminées dans le cadre de la thèse de J. Taforeau [Taf13] pour des capteurs MIMOSTAR nus. Une simulation complète du TPR a été réalisée afin de s'assurer que les grandeurs déterminées sont toujours compatibles avec un TPR équipé de capteurs FastPixN, amincis à 50 µm.

TABLE 3.3. – Énergie estimée perdue par des protons de différentes énergies et d'incidence normale lors de leur traversée des différents éléments du TPR

E_{diode} (MeV)	0.89	1	1.1	1.25	1.4	1.6	1.8	2	2.2	2.5	2.8	3.2	3.5	4
ΔE_{conv} (MeV)	8,96	8,86	8,76	8,55	8,34	8,27	8,17	8,04	7,92	7,76	7,51	7,24	7,05	6,72
ΔE_{air} (keV)	348	333	320	309	327	295	279	273	264	246	234	228	219	203
ΔE_{CMOS} (MeV)	3,04	3,01	2,98	2,98	2,96	2,86	2,74	2,65	2,55	2,42	2,35	2,2	2,11	1,98
$E_{p,reco}$ (MeV)	4,55	4,60	4,66	4,79	4,94	4,99	5,05	5,15	5,24	5,38	5,59	5,83	6,02	6,37

E_{diode} (MeV)	4.5	5	5.6	6.3	7.1	7.9	8.9	10	11	12.5	14	16	18	20
ΔE_{conv} (MeV)	6,46	6,19	5,85	5,45	5,09	4,81	4,47	4,11	3,88	3,56	3,31	3,03	2,73	2,39
ΔE_{air} (keV)	194	186	174	164	153	140	133	124	119	115	110	103	86.9	81.6
ΔE_{CMOS} (MeV)	1,83	1,72	1,61	1,52	1,41	1,32	1,23	1,13	1,06	0,965	0,883	0,811	0,753	0,692
$E_{p,reco}$ (MeV)	6,68	7,08	7,54	8,13	8,80	9,49	10,4	11,4	12,3	13,7	15,1	17	18,9	20,8

3.2.1. Simulation du TPR avec Geant4

Les simulations présentées dans cette thèse ont été effectuées avec la version 10.01.p01 du logiciel Geant4 [CERN]. Dans toutes les simulations (exceptées celles du chapitre 6.4) la *Physics List QGSP_BERT_HP 3.0* a été utilisée. Plus de détails sur les différents modèles nucléaires disponibles seront donnés dans le chapitre 6.4.

Le TPR a été modélisé comme suit (voir figure 3.13) :

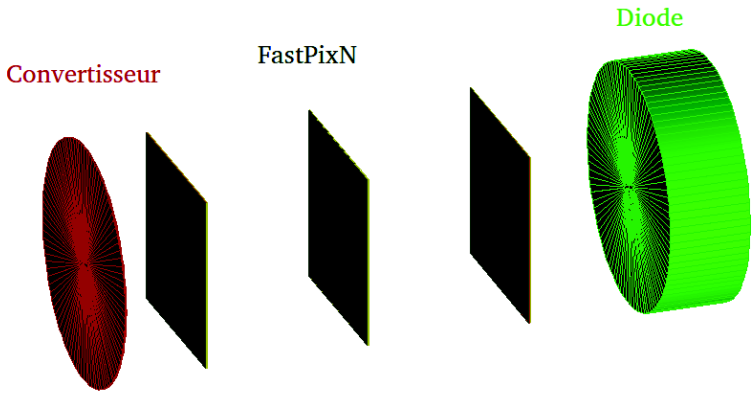


FIGURE 3.13. – Vue du TPR modélisé avec Geant4

— Le convertisseur est modélisé comme un cylindre de polyéthylène homogène de rayon 4.5 mm.

— Les capteurs CMOS de 128×128 pixels (voir section 3.1.4) sont modélisés en trois parties : la couche d'oxyde de 8 µm d'épaisseur composée de SiO_2 pur, la couche épitaxiale de 10 µm d'épaisseur composée de Si faiblement dopé p à 2.05×10^{14} cm^{-3} et le substrat de 34 µm d'épaisseur composé de Si dopé p à 2.05×10^{18} cm^{-3}. On a considéré une collection de charge idéale dans la couche épitaxiale avec l'intégralité de l'énergie déposée recueillie. La résolution en énergie de 4 bits des capteurs ainsi que leur résolution spatiale a été implémentée en arrondissant l'énergie déposée et la position mesurée à 50 keV et à 15 µm (voir section 4.2.3.3) respectivement.

— La diode a été modélisée comme un cylindre de 4.5 mm de rayon et de 3 mm d'épaisseur en silicium pur avec une collection de charge idéale et sa résolution en énergie réelle.

Les résultats présentés par la suite sont accompagnés d'incertitudes purement statistiques issues de la simulation.

3.2.2. Étude de l'influence de l'épaisseur du convertisseur

Lors de la thèse de Julien Taforeau [Taf13], une étude approfondie a été menée afin de déterminer l'épaisseur de convertisseur optimale pour diverse énergies. Il en ressort qu'il est impossible de mesurer de manière non-biaisée des neutrons d'une énergie de 5 MeV avec un convertisseur d'épaisseur supérieure à 50 µm (figure 3.14).

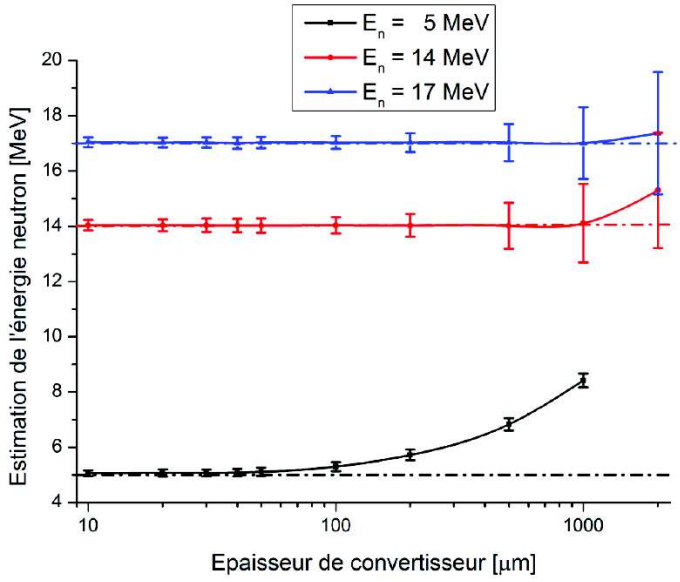


FIGURE 3.14. – Performance de l'estimation de l'énergie neutron E_n en fonction de l'épaisseur de convertisseur à 5, 14 et 17 MeV d'après une simulation MCNPX [Taf13]. Les traits pointillés indiquent la valeur vraie de l'énergie neutron E_n

À l'inverse, il est tout à fait possible de mesurer des neutrons de plus haute énergie avec un convertisseur de 50 µm au prix d'une efficacité réduite. Une étude de l'efficacité de détection en fonction de l'épaisseur de convertisseur est présentée en figure 3.15. Nous utiliserons donc par la suite un convertisseur de 50 µm pour mesurer les neutrons auprès d'AMANDE.

3.2.3. Étude de l'influence de la distance inter-plan

Afin d'optimiser la mesure du spectre neutronique, nous avons étudié l'effet de la distance entre les différents capteur CMOS afin vérifier que l'écartement de 6 mm entre les capteurs CMOS utilisé dans [Taf13] est toujours valable pour les capteurs FastPixN.

La première série de simulations a consisté en une génération aléatoire de protons d'énergie fixée dans le volume du convertisseur. Les protons ont été émis uniformément dans le convertisseur dans un cône de 90° vers l'avant afin d'accélérer la simulation. Conformément aux attentes, l'augmentation de la distance inter-plan entraîne une augmentation de l'énergie minimale mesurable (Table 3.4) du fait de l'augmentation de l'épaisseur d'air.

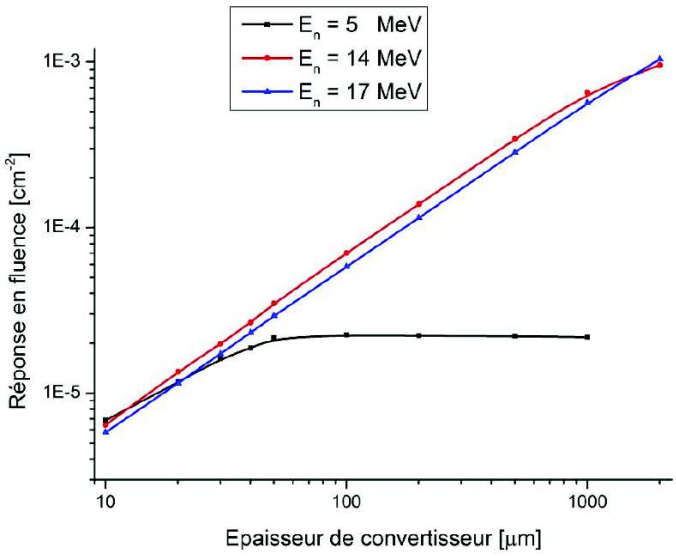


FIGURE 3.15. – Réponse en fluence du premier prototype du TPR en fonction de l'épaisseur de convertisseur pour trois énergies 5, 14 et 17 MeV d'après une simulation MCNPX [Taf13]

TABLE 3.4. – Effet de la distance inter-plan sur les performances du TPR pour trois valeurs de distance. Les incertitudes sont données à 1σ

Distance	4 mm	6 mm	8 mm
E_{min} **(95% C.L.)**	4.5	4.7	4.9
$\sigma(\Delta\cos\theta)$ **(×10^{-3})**	3.95 ± 0.04	2.92 ± 0.03	2.15 ± 0.05
$\sigma(\Delta E_p)$ **(×10^{-2})**	8.55 ± 0.09	8.45 ± 0.08	8.63 ± 0.09
$\sigma(\Delta E_n)$	$0.129 \pm 2 \times 10^{-3}$	$0.108 \pm 2 \times 10^{-3}$	$0.099 \pm 1 \times 10^{-3}$
Efficacité (×10^{-5})	2.82 ± 0.06	2.32 ± 0.04	1.10 ± 0.04
Angle d'ouverture	50.8°	43.2°	36°
$(\sigma(\Delta E_n))/E_n$	(4.3 ± 0.1)%	(4.23 ± 0.06)%	(3.4 ± 0.2)%
$B/(S+B)$	(2.2 ± 0.4)%	(1.2 ± 0.2)%	(1.7 ± 0.5)%

De même, cela entraîne une amélioration de la précision de la reconstruction du cosinus de l'angle de la trajectoire (figure 3.16 et Table 3.4), due au couplage d'une résolution dans le plan transversal fixe et d'une augmentation de la distance entre les points de mesure. La résolution sur la reconstruction de l'énergie du proton est peu sensible à la distance inter-plan car l'air n'induit qu'une faible perte d'énergie aux protons (Table 3.4). On obtient un minimum aux alentours de 6 mm, combinaison de l'amélioration de la résolution sur le cosinus de l'angle et du début de dégradation de la résolution sur l'énergie du proton dû à une trop grande épaisseur d'air traversée.

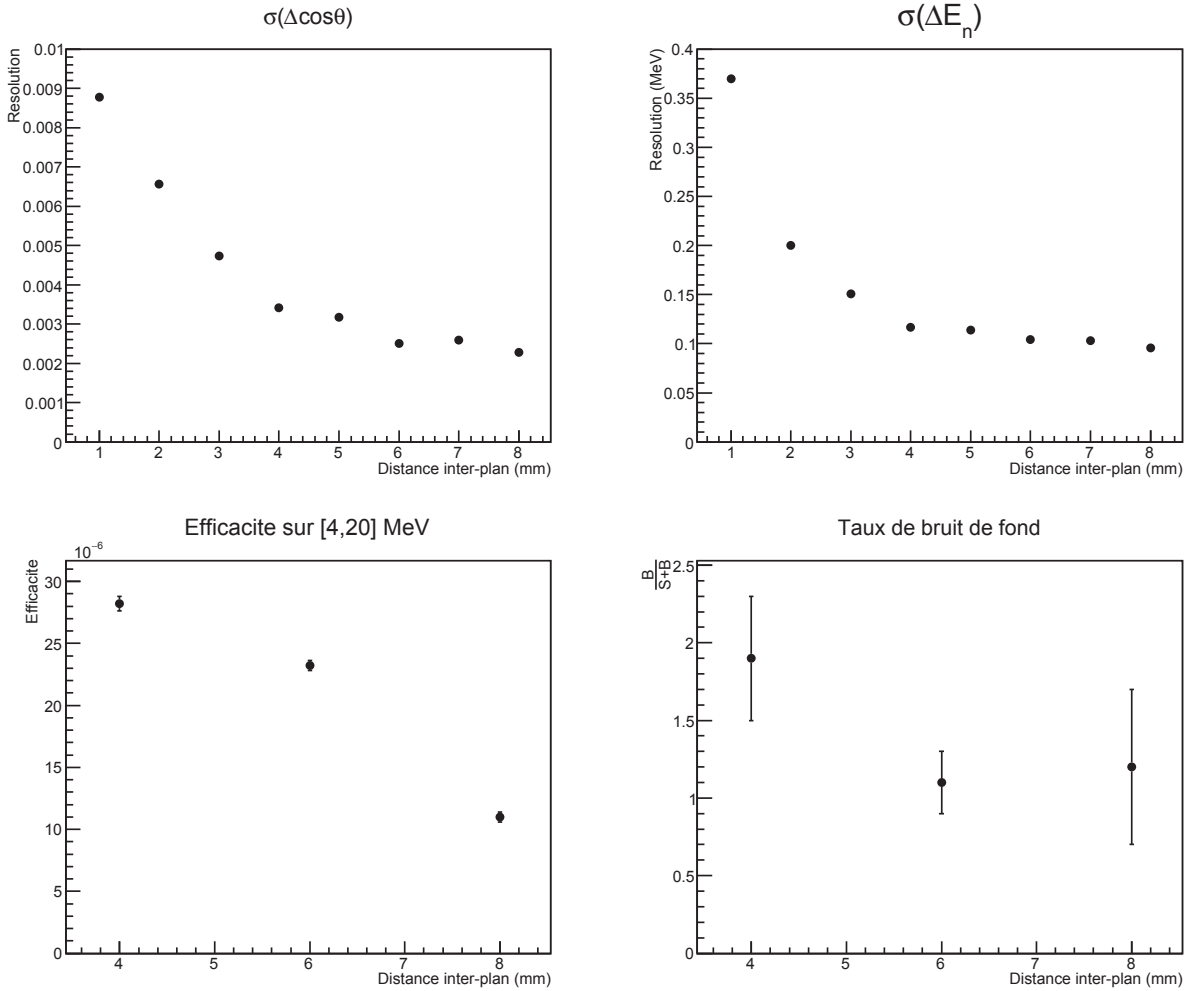


FIGURE 3.16. – a) Résolution absolue sur le cosinus de l'angle d'émission en fonction de la distance inter-plan pour des protons de 10 MeV
b) Résolution absolue sur l'énergie du neutron en fonction de la distance inter-plan pour des protons de 10 MeV
c) Efficacité de reconstruction sur la gamme [5, 20] MeV en fonction de la distance inter-plan pour un spectre AmBe
d) Taux de bruit de fond en fonction de la distance inter-plan pour un spectre AmBe

La seconde série de simulations a été effectuée en utilisant le spectre AmBe de référence (voir section 1.1.4.1) avec une incidence nulle. Conformément aux attentes, l'efficacité et l'angle d'ouverture augmentent lors de la diminution de la distance inter-plan (figure 3.16 et Table 3.4). La résolution s'améliore légèrement avec l'augmentation de la distance inter-plan comme observé avec les protons, mais on reste également compatible avec une absence d'influence. L'efficacité de détection est définie comme le nombre de protons de recul détectés par neutron incident sur le convertisseur. Étant donnée une efficacité de conversion des neutrons en protons de recul de l'ordre de 8×10^{-3} mm^{-1} de polyéthylène à ces énergies et une acceptance géométrique de l'ordre de

$$\epsilon_{\text{geom}} = \left(\frac{R_{\text{diode}}}{\tan(\pi/4) \times (12.5 + 3d)} \right)^2 \tag{3.1}$$

avec d la distance inter-plan, on devrait obtenir, pour un convertisseur de 50 µm et une distance inter-plan de 6 mm, une efficacité de l'ordre de 10^{-5}.

On obtient donc un bon compromis aux alentours de 6 mm, sachant qu'il n'est pas possible mécaniquement de réaliser une distance inter-plan de 4 mm, ce qui confirme la validité des études réalisées pour le 1$^{\text{er}}$ prototype avec les nouveaux capteurs FastPixN.

3.3. Étude du bruit de fond

Le terme « bruit de fond » est utilisé pour désigner tous les événements parasites engendrant dans un détecteur un signal pouvant être assimilé à un événement d'intérêt.

3.3.1. Étude des sources d'incertitudes du TPR

Dans le but d'améliorer la reconstruction de l'énergie des neutrons, une simulation idéale du TPR a été réalisée afin de déterminer l'ordre d'importance des différentes sources d'incertitudes. La simulation donne accès à l'intégralité des trajectoires et des énergies des particules, ce qui nous a permis d'étudier en détail la contribution des différents éléments du TPR à l'incertitude sur la reconstruction de l'énergie des neutrons. Cette simulation nous a permis d'étudier quels sont les paramètres critiques pour la résolution en énergie et quels paramètres peuvent éventuellement être modifiés.

Cette simulation a été effectuée avec la même source que pour la première partie de la section 3.2.3. Le résultat de cette étude pour des protons de 10 MeV et un convertisseur de 50 µm est visible comme exemple sur la figure 3.17.

L'incertitude totale sur l'énergie du proton est $0.86 \pm 0.01\%$. La source majeure d'incertitude est l'impossibilité de déterminer la position de création des protons dans le convertisseur et donc l'énergie perdue par le proton dans le convertisseur, ce qui entraîne une incertitude de $0.71 \pm 0.01\%$. Cependant, on observe que l'incertitude sur l'angle d'émission est peu affectée par un convertisseur de cette épaisseur, avec une incertitude de $0.30 \pm 0.01\%$. Les autres sources d'incertitude sont les diffusions dans les capteurs CMOS et dans l'air qui contribuent de $0.50 \pm 0.01\%$ et $0.13 \pm 0.01\%$ respectivement.

On calcule la résolution (1σ) sur E_p en combinant les trois sources d'erreurs. Les incertitudes $\sigma(\sigma)$ sur les différents σ sont calculées en utilisant la méthode de propagation

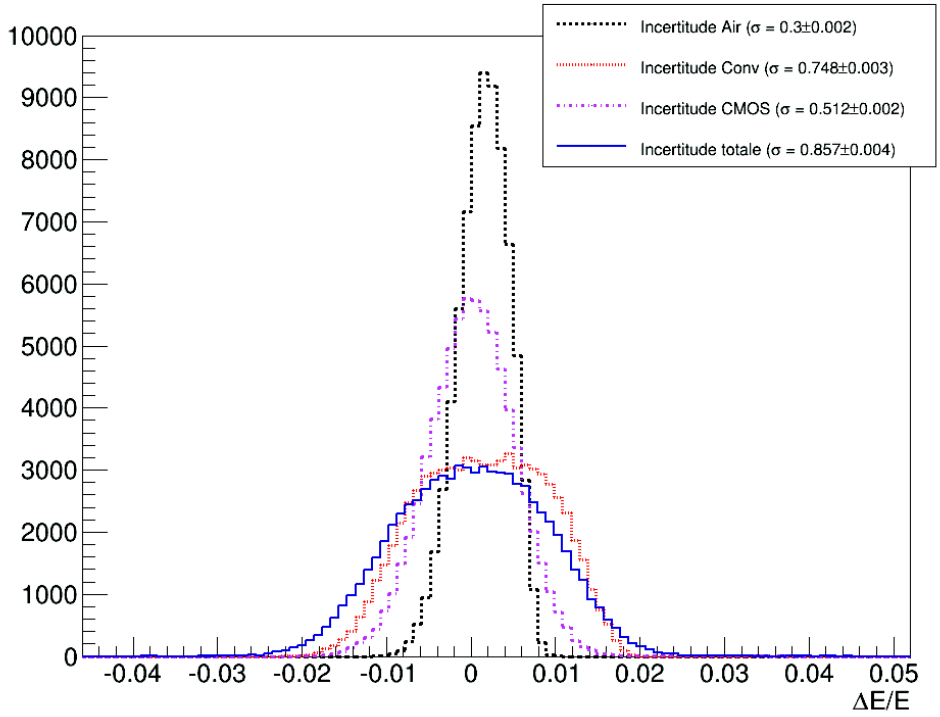


FIGURE 3.17. – Contribution des différentes sources d'incertitude (pointillés) et incertitude totale (trait plein) lors de la reconstruction de l'énergie de protons de 10 MeV avec un convertisseur de 50 µm

des erreurs en supposant que la corrélation entre les différentes sources d'incertitude est négligeable. Les résolutions sont donc additionnées selon

$$\sigma_{E_p} = \sqrt{\sigma_{conv}^2 + \sigma_{CMOS}^2 + \sigma_{air}^2} \tag{3.2}$$

d'où l'incertitude sur cette résolution

$$\sigma(\sigma_{E_p})^2 = \frac{\sigma(\sigma_{conv})^2\sigma_{conv}^2 + \sigma(\sigma_{CMOS})^2\sigma_{CMOS}^2 + \sigma(\sigma_{air})^2\sigma_{air}^2}{\sigma_{E_p}^2} \tag{3.3}$$

On obtient finalement la résolution sur E_p à 10 MeV avec son erreur

$$\sigma_{E_p,\text{calc}} = (0.88 \pm 0.01)\% \tag{3.4}$$

L'incertitude totale simulée sur la reconstruction $\sigma_{E_p,\text{sim}} =\approx (0.86 \pm 0.01)\%$ (voir figure 3.17) est donc compatible avec l'hypothèse de l'existence de ces trois seules sources d'incertitudes. En pratique, on doit également prendre en compte la résolution de la diode, qui est d'environ 1% à 10 MeV. En l'ajoutant comme 4^e source d'incertitudes dans les équation 3.3.1 et 3.3, on obtient à 10 MeV :

$$\sigma_{E_p,\text{calc}} = (1.3 \pm 0.3)\% \tag{3.5}$$

On peut alors calculer l'incertitude théorique minimale sur l'énergie du neutron (voir Annexe C).

$$\left(\frac{\sigma_{E_n}}{E_n}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 4\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2 \tag{C.4}$$

d'où l'incertitude au premier ordre

$$\left(\frac{\sigma_{\sigma_{E_n}}}{\sigma_{E_n}}\right)^2 = \left(\frac{E_n}{\sigma_{E_n}}\right)^4 \left(\left(4\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2\right)^2 + \left(-2\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\left(\left(\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 6\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2\right)\right)^2\right) \tag{C.9}$$

Finalement, on obtient

$$\frac{\sigma_{E_n}}{E_n} = (1.4 \pm 0.7)\% \tag{3.6}$$

Cette excellente incertitude est néanmoins une simple indication, car elle ne prend pas en compte de nombreux effets tels que le bruit de fond.

3.3.2. Ajout d'un veto au TPR

Dans le but de réduire le bruit de fond créé par d'éventuelles coïncidences fortuites entre deux évènements de bruit de fond ou un évènement de signal et un de bruit de fond, nous avons étudié l'effet de l'ajout d'un veto diode en amont de la diode. Étant donnée l'épaisseur de la diode Si, nous nous attendons en effet à un fort bruit de fond provenant d'interactions directes des neutrons dans la diode. En coïncidence avec un proton de signal

dans les CMOS, cela génère un bruit de fond important que nous pouvons néanmoins facilement supprimer par l'ajout de ce veto.

Ce veto diode consiste en une diode Si de $10 \times 10\ \mu m^2$ et 65 µm d'épaisseur fabriquée par Micron Semiconductor [1].

3.3.3. Suppression des sources de bruit de fond

La source majeure de bruit de fond est les coups neutrons directs dans la diode (Si de recul). En considérant un évènement de signal comme étant une trace comportant un coup dans chaque CMOS et un coup dans la diode, on supprime la majorité de ce bruit de fond. Le reste du bruit de fond est composé de trois sources majoritaires.

Protons créés dans la diode : la diffusion inélastique d'un neutron sur un noyau de Si dans la diode peut produire un ou plusieurs protons par réaction Si(n,sp)

Protons créés à l'extérieur du convertisseur : un proton produit à l'extérieur du convertisseur peut traverser le détecteur et produire une trace acceptée comme du signal

Proton s'échappant de la diode : un proton de signal atteignant la diode avec trop d'énergie ou à sa périphérie avec un certain angle, peut s'échapper de la diode sans déposer l'intégralité de son énergie

Parmi les protons créés à l'extérieur du convertisseur, on peut mentionner les protons créés dans la fenêtre en Al par réaction ^{27}Al(n,p)^{27}Mg et ^{27}Al(n,n+p)^{26}Mg. Les protons ainsi créés qui traverseront le TPR ne pourront pas être discriminés des protons de signal. On montre néanmoins sur la figure 3.18 qu'on produit beaucoup moins de protons dans la fenêtre que dans le convertisseur, et principalement avec des neutrons de haute énergie. De plus, ces protons, provenant de plus loin, disposent d'un angle d'acceptation inférieur à celui des protons de signal. Enfin, étant donné que ces protons devront traverser la fenêtre en aluminium ainsi qu'une importante épaisseur d'air en plus, une énergie supérieure à celle des protons de signal sera requise pour qu'ils puissent être détectés. Tout cela concourt à la suppression de cette source de bruit de fond irréductible.

Dans le but d'éliminer le bruit de fond, nous avons dans un premier temps testé différentes coupures simples permises par le TPR (Table 3.5). L'efficacité de la coupure est définie comme la quantité de bruit de fond éliminé par rapport à la quantité initiale. La pureté de la coupure est définie comme la quantité de signal restant après la coupure par rapport à la quantité initiale.

Nous avons tout d'abord testé une coupure sur l'angle des trajectoires mesurées. En éliminant les trajectoires avec un angle supérieur à 23°, on élimine des protons qui risqueraient de ne pas déposer l'intégralité de leur énergie dans la diode . Dans le but de supprimer plus largement le bruit de fond, nous avons ensuite ajouté une coupure sur l'énergie déposée dans les diodes afin d'éliminer plus efficacement ces protons ainsi que d'éventuels secondaires de basse énergie en coïncidence avec une trace proton incomplète. En éliminant les trajectoires qui déposent moins de 1 MeV dans les diodes, on élimine 18% de bruit de fond supplémentaire au prix de 10.5% de signal supplémentaire, principalement à basse énergie.

1. http://www.micronsemiconductor.co.uk/

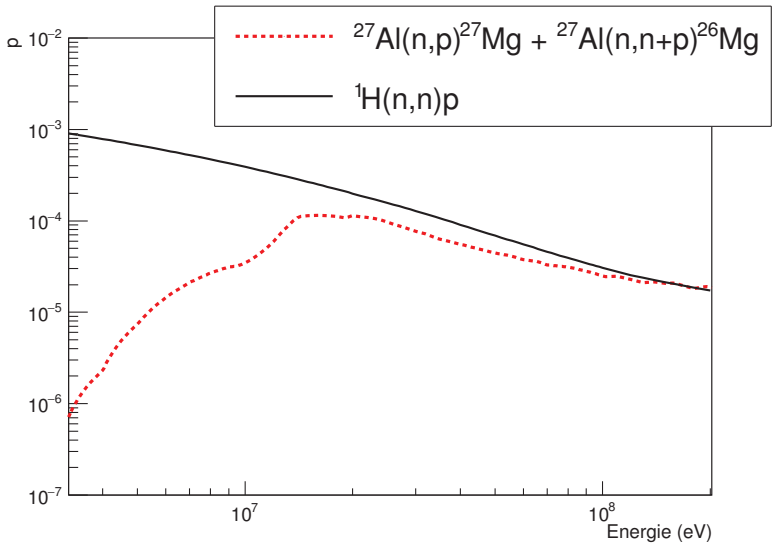


FIGURE 3.18. – Comparaison entre la probabilité de création d'un proton dans la fenêtre d'aluminium et dans le convertisseur pour différentes énergies de neutrons [JANIS]

TABLE 3.5. – Comparaison de l'effet de deux coupures sur la reconstruction de l'énergie des neutrons pour un spectre AmBe

Coupure	**Efficacité**	**Pureté**	**Résolution**	**Bruit de fond**
Données brutes			(5.01 ± 0.09)%	(2.0 ± 0.3)%
$\theta < 23°$	(9 ± 4)%	(99.3 ± 0.2)%	(4.91 ± 0.09)%	(1.9 ± 0.3)%
$\theta < 23°$ et $E_{dio} > 1$ MeV	(31 ± 6)%	(88.7 ± 0.6)%	(4.24 ± 0.08)%	(1.6 ± 0.3)%

On obtient une efficacité de $(6.81 \pm 0.09(stat.)) \times 10^{-6}$ sur le spectre AmBe total correspondant à une efficacité fiducielle de $(1.61 \pm 0.03(stat.)) \times 10^{-5}$ sur $[5, 20]$ MeV. La dépendance en énergie de l'efficacité est présentée sur la figure 3.19. L'ouverture angulaire du TPR est de 41° à 95% C.L.. Le taux de bruit de fond est estimé à $(2.4 \pm 0.6(stat.))$%. On estime la résolution maximale atteignable à $(4.9 \pm 0.2(stat.))$% (figure 3.20).

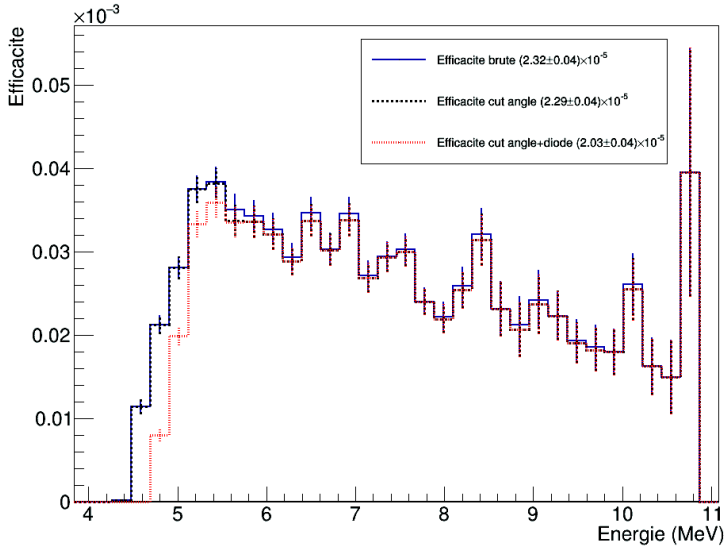


FIGURE 3.19. – Efficacité de mesure des neutrons pour notre premier jeu de coupures pour un spectre AmBe (simulation Geant4)

Comme on peut le voir, ces coupures assez simples ont une efficacité assez faible et entraînent un taux de réjection du signal important. De plus, elles ne sont pas motivées physiquement. D'autres coupures plus avancées ont ainsi été recherchées.

Critère 1 : dépôt d'énergie croissant et pic de Bragg :

- La loi de Bethe-Bloch nous indique que, dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, une particule chargée qui perd de l'énergie a un dépôt d'énergie croissant au cours de son parcours. Cela signifie que les protons de recul sont censés déposer de plus en plus d'énergie lors de leur trajet dans le TPR. Par conséquent, le dépôt d'énergie dans les plans de CMOS se doit d'être croissant pour un proton de signal. Le bénéfice de cet effet physique est compensé en partie par la faible résolution en énergie de nos CMOS (4 bits) et par la dispersion en énergie.
- En fin de parcours, un proton va déposer une grande quantité d'énergie sur une très petite distance : c'est ce qu'on appelle le pic de Bragg. Un proton dont on observe le pic de Bragg dans un des CMOS ne pourra donc pas atteindre la diode.

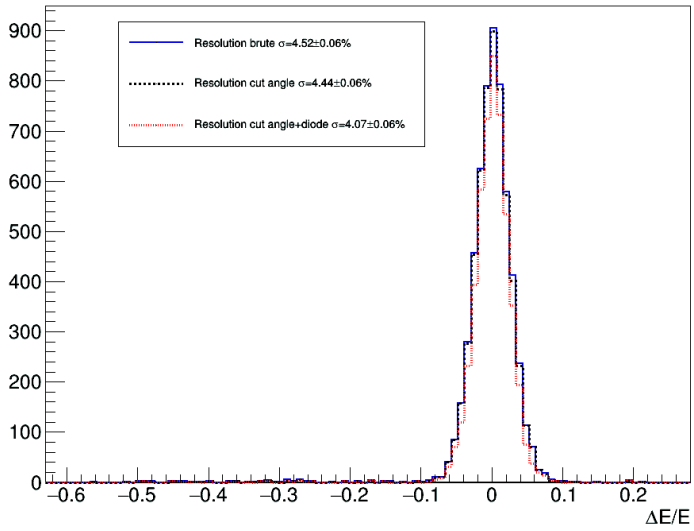


FIGURE 3.20. – Résolution de reconstruction de l'énergie des neutrons pour notre premier jeu de coupures pour un spectre AmBe (simulation Geant4)

Le critère appliqué est donc un dépôt d'énergie croissant à 1 bit près ainsi que l'absence d'apparition d'un pic de Bragg

$$\Delta E_{CMOS} \in [-1\text{bit}; +2\text{bits}] \tag{3.7}$$

Ce critère nous permet notamment de supprimer des protons créés par réaction inélastique d'un neutron dans la diode et qui traverseraient le TPR à rebours.

Critère 2 : correspondance Veto-Diode :

La loi de Bethe-Bloch nous permet également d'établir une règle de correspondance entre l'énergie déposée dans le veto diode et l'énergie déposée dans la diode. L'énergie déposée dans la diode nous permet d'estimer l'énergie $E_{\text{th}}^{\text{veto}}$ qui devrait être déposée dans le veto par un proton déposant une énergie $E_{\text{mes}}^{\text{diode}}$ dans la diode. En comparant avec l'énergie effectivement déposée dans le veto $E_{\text{mes}}^{\text{veto}}$, nous obtenons un critère de validité de la trace. À cause de la dispersion du dépôt en énergie dans le veto, nous sommes néanmoins obligés d'élargir ce critère à une valeur optimale de 20%.

$$\frac{E_{\text{th}}^{\text{veto}} - E_{\text{mes}}^{\text{veto}}}{E_{\text{mes}}^{\text{veto}}} \lesssim 20\% \tag{3.8}$$

Ce critère peut paraître très lâche mais il permet d'éliminer très efficacement les protons produits dans la diode ainsi que les coïncidences fortuites car le dépôt d'énergie dans la diode est très élevé dans ces cas précis. Il permet également de supprimer les protons qui ne termineraient pas leur trajectoire dans la diode (dépôt d'énergie trop faible). Ce type de critère est notamment utilisé dans [COR16]. Ces arguments nous ont convaincu d'ajouter la diode veto au TPR.

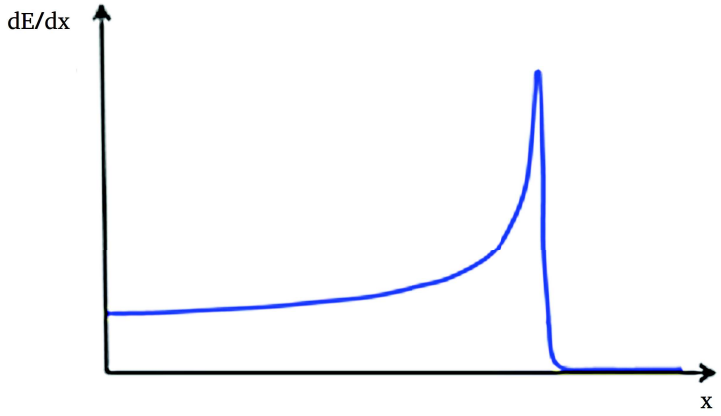


FIGURE 3.21. – Dépôt d'énergie linéique d'un proton

Critère 3 : extrapolation de la trace :

Afin de vérifier que le proton provient bien du convertisseur et termine bien sa course dans la diode, on peut extrapoler sa trace dans les deux directions et vérifier s'il est susceptible de ne pas être un proton de signal. Posons (X_1, Y_1) à (X_3, Y_3) les coordonnées des coups dans les capteurs CMOS. On peut extrapoler les coordonnées du proton dans le convertisseur (X_0, Y_0) et la diode (X_4, Y_4) par :

$$(X_0, Y_0) \approx (X_1 - (X_2 - X_1) \times \xi_0, Y_1 - (Y_2 - Y_1) \times \xi_0) \tag{3.9}$$

$$(X_4, Y_4) \approx (X_3 + (X_3 - X_2) \times \xi_4, Y_3 + (Y_3 - Y_2) \times \xi_4) \tag{3.10}$$

$$\text{avec } \xi_0 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_2 - Z_1} \tag{3.11}$$

$$\text{et } \xi_4 = \frac{Z_4 - Z_3}{Z_3 - Z_2} \tag{3.12}$$

$$R_0 = \sqrt{{X_0}^2 + {Y_0}^2} \tag{3.13}$$

$$R_4 = \sqrt{{X_4}^2 + {Y_4}^2} \tag{3.14}$$

Un critère sur R_0 nous permet notamment d'éliminer les protons provenant de collisions inélastiques dans l'air quand un critère sur R_4 nous permet d'éliminer les protons s'échappant latéralement de la diode et les coïncidences entre un proton n'entrant pas dans ou s'échappant latéralement de la diode et un événement inélastique dans la diode.

Ces nouvelles coupures donnent des résultats très encourageants (Table 3.6). Leur efficacité est de $(62 \pm 6(stat.))\%$ contre $(31 \pm 6(stat.))\%$ avec les coupures précédentes. Elles permettent d'atteindre une résolution de $(3.54 \pm 0.07(stat.))\%$ contre $(4.24 \pm 0.08(stat.))\%$ en conservant plus de signal. Une comparaison entre ces coupures et les précédentes pour une source AmBe située à 75 cm est visible sur les figures 3.22 et 3.23.

Avant coupures, les principales sources de bruit de fond sont les protons s'échappant de la diode (environ 40%), les protons créés dans la fenêtre en aluminium (environ 30%) et la

TABLE 3.6. – Efficacité des coupures, seules ou combinées

Coupure	Efficacité	Pureté	Résolution	S/(S+B)
Données brutes			(5.01 ± 0.09)%	(2.0 ± 0.3)%
ΔCMOS	(12 ± 4)%	(99.76 ± 0.09)%	(4.57 ± 0.08)%	(1.8 ± 0.3)%
ΔVeto	(24 ± 6)%	(99.76 ± 0.09)%	(4.51 ± 0.08)%	(1.6 ± 0.3)%
R_0 & R_4	(53 ± 6)%	(91.9 ± 0.5)%	(4.08 ± 0.08)%	(1.0 ± 0.2)%
Toutes les coupures	(62 ± 6)%	(91.6 ± 0.5)%	(3.54 ± 0.07)%	(0.9 ± 0.2)%

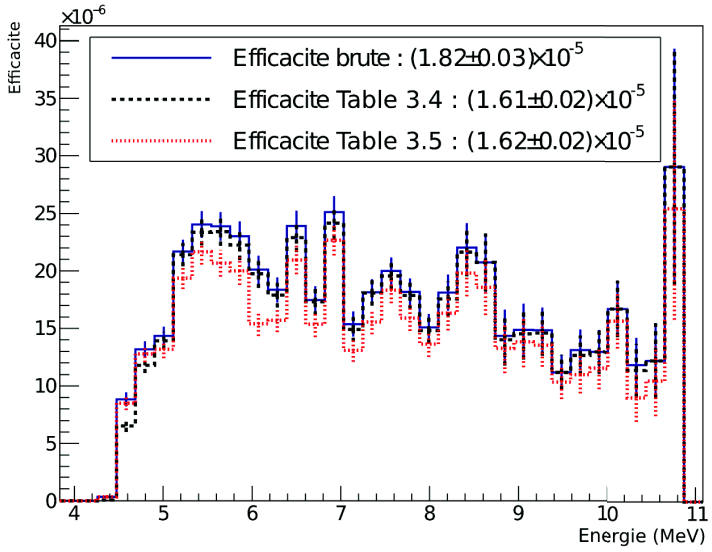


FIGURE 3.22. – Comparaison de l'efficacité de mesure des neutrons pour les deux jeux de coupures pour un spectre AmBe (simulation Geant4)

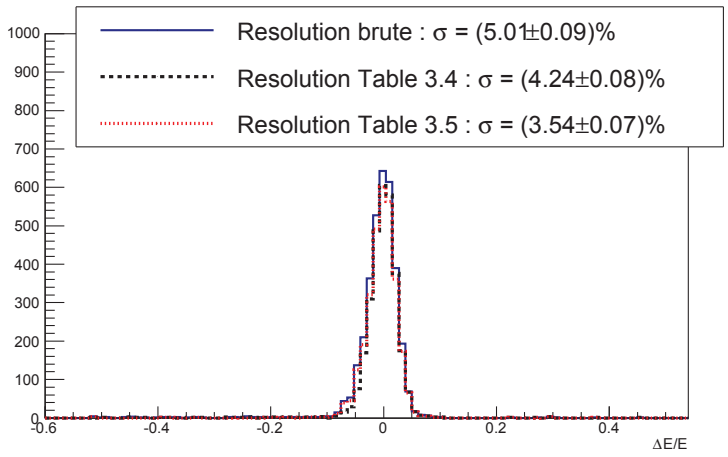


FIGURE 3.23. – Comparaison de la résolution de reconstruction de l'énergie des neutrons pour les deux jeux de coupures pour un spectre AmBe (simulation Geant4)

TABLE 3.7. – Capacité de reconstruction du TPR à différentes énergies. Les moyennes et résolutions sont obtenus par ajustement gaussien du pic

Énergie (MeV)	**Efficacité ($\times 10^{-5}$)**	**Énergie moyenne (MeV)**	**Résolution au pic**
5	1.74 ± 0.05	4.931 ± 0.005	(3.29 ± 0.06)%
7	1.83 ± 0.05	6.987 ± 0.005	(1.95 ± 0.05)%
10	1.59 ± 0.05	10.005 ± 0.005	(1.30 ± 0.03)%
14	1.45 ± 0.05	14.017 ± 0.004	(1.11 ± 0.02)%

diffusion des neutrons dans la boîte avant création du proton (environ 20%). La première source de bruit de fond étant très bien éliminée, il ne reste, après coupures, que les deux autres sources, irréductible, qui contribuent respectivement pour deux tiers et un tiers du bruit de fond restant.

3.3.4. Réponse à des pics mono-énergétiques

L'installation AMANDE fournit certaines raies de neutrons avec une distribution quasi-mono-énergétique. Il est donc intéressant de simuler l'irradiation du TPR par des neutrons mono-énergétiques de 5, 7, 10 et 14 MeV (Table 3.7 et figure 3.24).

On observe dans ce cas une augmentation du bruit de fond à partir de 10 MeV. Cela est dû à une augmentation des sections efficaces des réactions inélastiques et à une diminution de la section efficace de la diffusion élastique du neutron sur un proton (voir section 1.1.3). Cela se caractérise par une augmentation de la composante ayant un $\Delta E/E$ négatif, correspondant à des neutrons reconstruits avec une énergie inférieure à leur énergie réelle, sur la figure 3.24. On a donc une diminution du rapport signal/bruit.

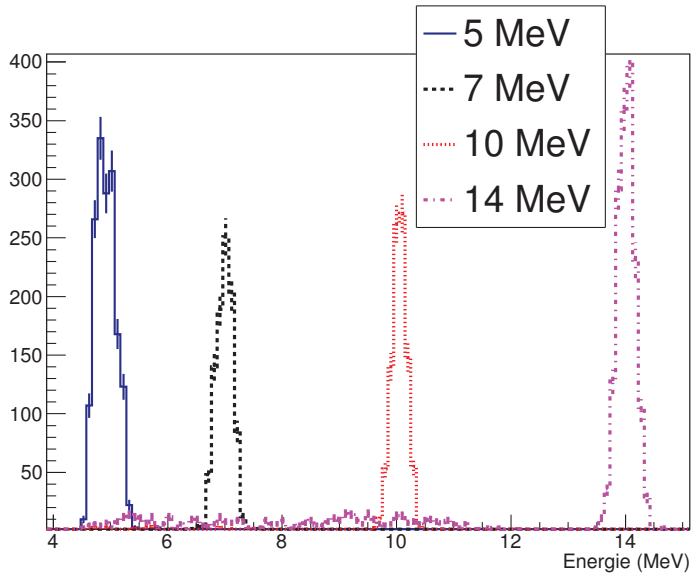


FIGURE 3.24. – Reconstruction des pics mono-énergétiques de 5,7,10 et 14 MeV

L'étude de ce nouveau prototype de TPR par simulation Monte-Carlo Geant4 montre néanmoins une excellente résolution au pic, accessible en restreignant la mesure à un certain ΔE ou en effectuant un ajustement sur le pic, meilleure que celle mesurée avec le 1er prototype de TPR [Taf13], avec une résolution attendue bien inférieure à 5% sans restriction de l'angle d'ouverture. Les résolutions obtenues à l'époque étaient de l'ordre de 9% à 7 MeV et 5% à 14 MeV. Cette différence découle de plusieurs effets. Premièrement, le faisceau d'AMANDE n'est pas strictement mono-énergétique mais comporte une dispersion en énergie de l'ordre de 2%. Deuxièmement, nous considérons ici un convertisseur de 50 µm précisément, contre une tolérance constructeur de 20%, ce qui induit une incertitude sur la perte d'énergie dans ceux-ci. Cet effet est également présent pour les capteurs CMOS dont l'épaisseur est sujette à variation. Enfin, au cours de cette thèse, de nouvelles coupures ont été développés, qui permettent d'améliorer la résolution d'environ 1%. Le dispositif présent étant très différent du dispositif de l'époque, nous ne pouvons pas utiliser les résultats expérimentaux d'alors afin d'obtenir une estimation de l'incertitude expérimentale sur l'énergie du neutron. Seule une campagne de mesure permettra d'accéder à ces valeurs.

3.4. TPR à 2 plans

Dans le but de diminuer l'énergie minimale accessible par le TPR et d'envisager un recouvrement efficace avec la µ-TPC d'AMANDE, qui est capable d'étudier avec une bonne résolution des neutrons jusqu'à 4 MeV, il est nécessaire de diminuer encore la quantité de matière que les protons doivent traverser. Ainsi, nous avons étudié les capacités de reconstruction d'un TPR équipé de seulement deux capteurs CMOS.

3.4.1. Recherche de la meilleure configuration

Afin de passer facilement d'une configuration avec trois capteurs à une configuration à deux capteurs, nous enlèverons simplement l'un des trois capteurs. Nous avons donc étudié les trois configurations possibles afin de déterminer laquelle est la plus favorable à une bonne reconstruction de l'énergie des neutrons. On observe une légère préférence du retrait du plan central avec des protons de 10 MeV au vu d'une meilleure résolution sur le cosinus de l'angle (Table 3.8). Néanmoins, celle-ci étant négligeable par rapport à la résolution sur l'énergie du proton, on obtient un meilleur résultat en retirant le premier plan avec un spectre étendu (Table 3.8).

Table 3.8. – Performance du TPR 2 plans pour les différentes configuration pour un spectre AmBe

Plan retiré	1	2	3
E_{min} **(95% C.L.)**	3.8	4.1	4.2
$\Delta \cos\theta$ **(×10^{-3})**	2.79 ± 0.03	2.56 ± 0.03	3.25 ± 0.04
σE_p **(×10^{-2})**	8.10 ± 0.09	8.09 ± 0.08	8.08 ± 0.09
σE_n	$0.103 \pm 2 \times 10^{-3}$	$0.099 \pm 1 \times 10^{-3}$	$0.112 \pm 2 \times 10^{-3}$
Efficacité (×10^{-5})	2.38 ± 0.06	2.22 ± 0.06	2.24 ± 0.06
Angle d'ouverture	44.4°	43.0°	43.0°
$(\sigma E_n)/E_n$	(3.67 ± 0.08)%	(4.7 ± 0.2)%	(5.2 ± 0.2)%
$B/(S+B)$	(2.0 ± 0.3)%	(1.7 ± 0.4)%	(2.6 ± 0.6)%

3.4.2. Irradiation par des neutrons de 4 MeV

La suppression d'un plan de CMOS permet de passer d'une énergie minimale de 4.5 MeV avec trois plans à 3.8 MeV avec deux plans ce qui permet d'envisager un recouvrement efficace avec la μ-TPC. On obtient pour des neutrons de 4 MeV, une énergie moyenne de $3.972 \pm 3 \times 10^{-3}$ MeV (figure 3.25) avec une résolution au pic de (3.67 ± 0.05)% et une efficacité de $(1.59 \pm 0.03) \times 10^{-5}$. La mesure réalisée avec un TPR à 2 plans pourra donc prétendre au respect des critères à des énergies plus basses que la gamme du TPR 3 plans et fournira alors un point de recouvrement intéressant avec la μ-TPC. On notera que la μ-TPC est capable de mesurer des neutrons à des énergies supérieures à 4 MeV mais avec une résolution dégradée (≈ 9% à 6.5 MeV). Cela permet néanmoins d'envisager un recouvrement avec le TPR sur une plage étendue.

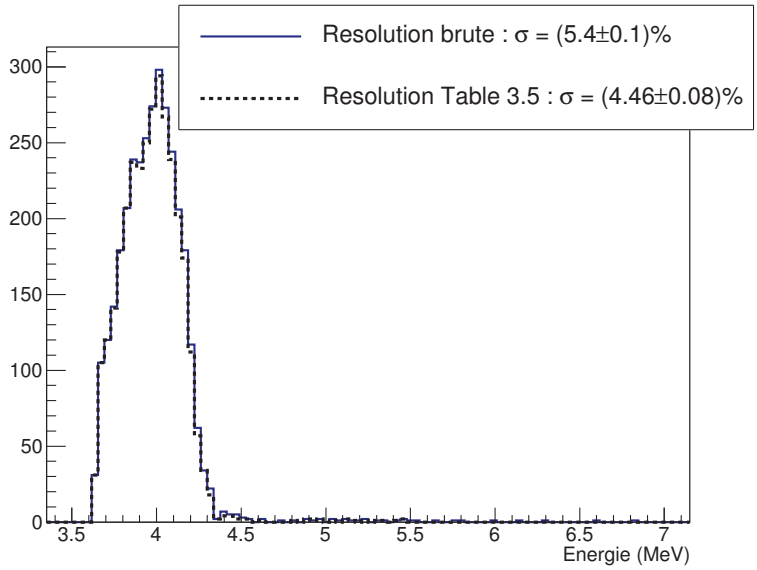


FIGURE 3.25. – Énergie reconstruite pour des neutrons de 4 MeV avec 2 plans

3.5. Conclusion

Nous avons utilisé la simulation pour définir les caractéristiques d'un Télescope à Protons de Recul basé sur des capteurs CMOS pixelisés FastPixN, développés spécifiquement pour cette application. Le TPR est capable d'atteindre une résolution en énergie inférieure à 5% pour une mesure du spectre en énergie de neutrons entre 4.5 et 20 MeV.

Nous avons également réussi à étendre la gamme du TPR jusqu'à 3.8 MeV en supprimant le premier plan de CMOS avec une perte minime de résolution au flux AMANDE. Cela permettra un recoupement en énergie avec la μTPC, ce qui autorise la mesure à une même énergie avec deux systèmes différents et donc une comparaison entre les deux mesures.

Afin de rendre les simulations plus réalistes et de mieux comprendre les composants du TPR, nous avons, dans la suite de ce travail, réalisé une caractérisation expérimentale d'un capteur FastPixN qui est présentée dans le chapitre suivant.

4. Caractérisation expérimentale du capteur FastPixN

4.1. Introduction

Afin de caractériser expérimentalement le TPR, nous avons besoin de caractériser chacune de ses parties avant de caractériser l'ensemble. Ce chapitre s'attardera plus particulièrement sur la caractérisation des capteurs FastPixN que nous avons effectuée. Les paramètres essentiels que nous avons testés sont l'uniformité des capteurs, c'est-à-dire l'absence de zone morte et de déformation du capteur, ainsi que l'uniformité de la réponse des différents pixels pour une charge déposée, ce qui correspond à une énergie de proton donnée. Nous avons également étudié la réponse en énergie du capteur, autrement dit la valeur délivrée par les ADC en réponse à une quantité de charges créée dans le capteur. Pour ce faire, nous avons réalisé différentes irradiations des capteurs, auprès des plates-formes AIFIRA (Section 4.2) et Cyrcé (Section 4.3).

4.2. Test du FastPixN à AIFIRA

4.2.1. La plateforme AIFIRA

La plateforme AIFIRA (Applications Interdisciplinaires de Faisceaux d'Ions en Région Aquitaine) du Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG) produit des faisceaux d'ions légers (H^+, D^+, He^+) pour l'analyse chimique, la caractérisation et l'irradiation de matériaux à différentes échelles, du millimètre à la centaine de nanomètres. La plateforme fonctionne depuis 2006 sur des projets touchant aussi bien à la physique fondamentale qu'à la biologie, l'environnement, les nouveaux matériaux, l'énergie nucléaire, ou même le patrimoine culturel. À titre d'exemple, la plateforme AIFIRA sert notamment à des études sur l'exposition environnementale aux nanoparticules, aux métaux et à la pollution urbaine, à la caractérisation de nouveaux matériaux, à l'étude de l'impact des rayonnements ionisants sur le vivant, à l'étude des déchets nucléaires, à l'analyse de matériaux archéologiques ou encore à l'étalonnage de détecteurs.

La plateforme AIFIRA a pour but l'analyse d'échantillons par faisceau d'ions légers. Cela consiste en l'analyse spectroscopique des rayonnements produits par l'échantillon lors de son irradiation par le faisceau d'ions (p, d ou α). Divers types de processus sont utilisés pour différentes applications.

— L'émission de rayons X permet de déterminer la composition élémentaire de l'échantillon.

— La rétrodiffusion Rutherford permet de déterminer la composition élémentaire et le profil de concentration en profondeur de l'échantillon.

— La diffusion élastique des noyaux de recul permet de déterminer la composition élémentaire et le profil de concentration en surface de l'échantillon.

— La production de photons γ par réaction nucléaire permet de déterminer la composition élémentaire de l'échantillon.

— La production de nouvelles particules par réaction nucléaire permet de déterminer le profil de concertation en profondeur d'espèces chimiques d'intérêt.

— La mesure des ions transmis permet l'imagerie d'échantillons minces. C'est cette dernière application que nous avons utilisée.

Toutes ces méthodes peuvent être mises en œuvre sur AIFIRA. Par ailleurs, des activités liées à l'étude de l'effet des rayonnements ionisants sur le vivant se développent sur une ligne dédiée permettant de délivrer un nombre prédéterminé d'ions He+, jusqu'à l'ion unique, dans des cellules en culture.

Afin d'accélérer les ions, la plateforme AIFIRA dispose d'un accélérateur électrostatique simple étage de type Singletron de 3.5 MV. Cet accélérateur est capable de délivrer des faisceaux d'ions avec une énergie comprise entre 800 keV et 3.5 MeV. L'accélérateur alimente cinq lignes de faisceau dédiées à l'analyse chimique, la caractérisation, l'imagerie aux échelles micrométriques ainsi qu'à des études fondamentales de l'interaction neutrons-matière (figure 4.1).

Figure 4.1. – L'aimant de commutation et les 5 lignes de faisceau

L'obtention d'un faisceau de très petite taille passe par la combinaison de fentes, de collimateurs et de lentilles électromagnétiques permettant sa mise en forme et sa focalisation. Deux étages de fentes sont utilisés dans le but de supprimer la majeure partie du faisceau

délivré par l'accélérateur. Ceci représente une étape essentielle à la définition précise de la forme du faisceau. Le premier étage est composé de fentes en tantale refroidies pour éviter tout échauffement. Il permet de réduire considérablement le courant du faisceau incident. Le second étage est formé par un jeu de fentes en carbure de tungstène, utilisées pour définir la géométrie du faisceau. Enfin, un troisième étage permet de placer un collimateur en platine iridié représentant et définissant l'objet qui sera ensuite focalisé. Des lentilles électromagnétiques (Q-pôles) sont associées au minimum par deux pour une focalisation du faisceau selon les axes x et y. Dans le cas de la ligne de microfaisceau, un système de triplet est utilisé pour obtenir les faisceaux micrométriques voire submicrométriques, de 5 µm à 300 nm selon la taille du collimateur. Afin de descendre en résolution, il est nécessaire d'ajouter au triplet, deux Q-pôles et de passer en mode quintuplet. Cela permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 150 nm.

Pour l'analyse microfaisceau, un système de balayage permet la cartographie d'une zone de l'échantillon allant de quelques dizaines de microns à près d'un millimètre, selon l'énergie et la nature de l'ion utilisé. Trois objectifs permettent de visualiser les échantillons en transmission et en réflexion (×4 et ×20) selon leur épaisseur. La chambre à microfaisceau (figure 4.2) est une enceinte sous-vide destinée à prévenir la diffusion des protons dans l'air, facteur de perte de résolution.

Figure 4.2. – Vue d'ensemble de la chambre à microfaisceau

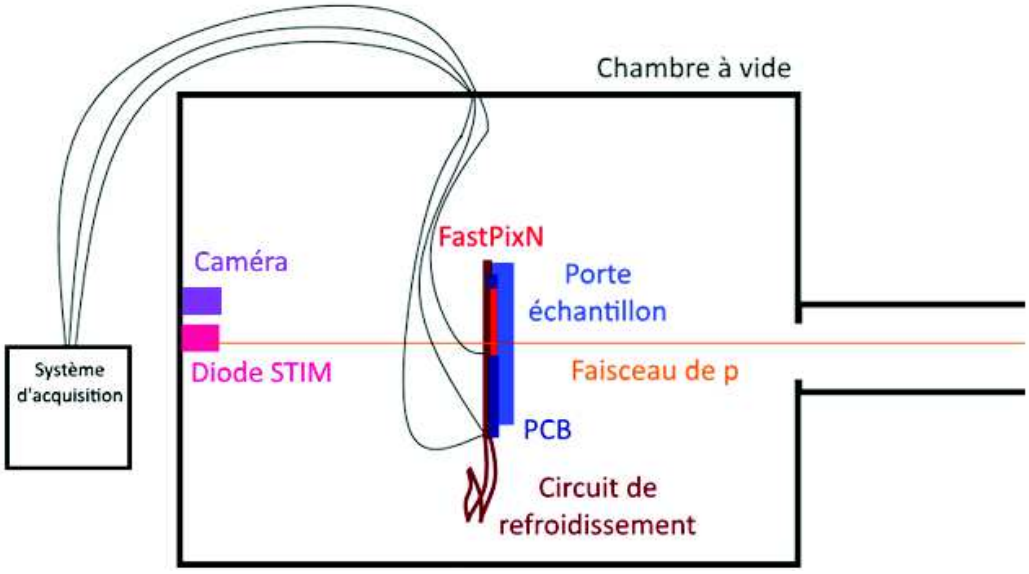
Pour notre application, la chambre à microfaisceau nous a permis d'effectuer un balayage complet du FastPixN afin de vérifier l'absence de zone morte ou de déformation du capteur.

4.2.2. Dispositif

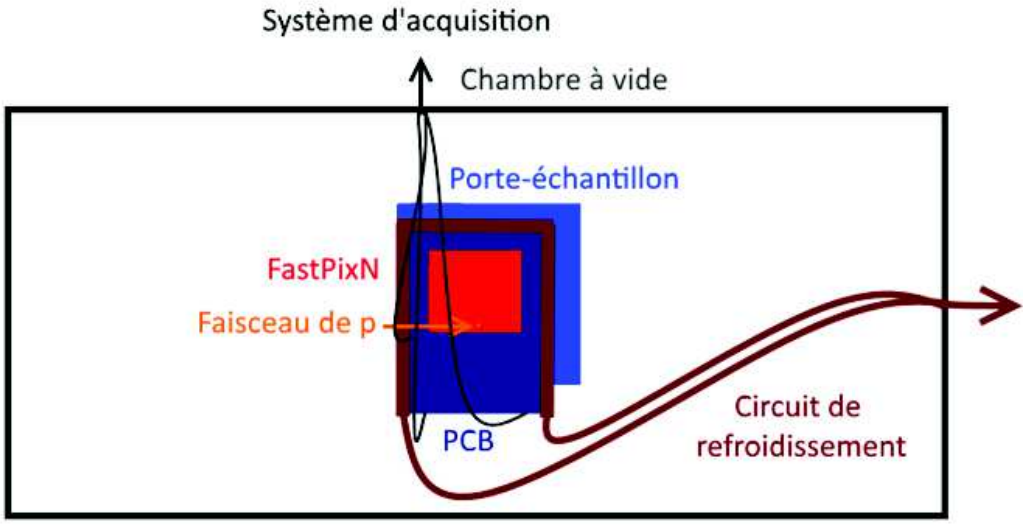
Afin de pouvoir irradier le capteur FastPixN avec le microfaisceau, nous avons dû usiner notre propre porte-échantillon. En effet, la taille des échantillons habituellement utilisés

sur la plateforme AIFIRA est au maximum de quelques centimètres. Cela a entraîné des difficultés de translation du porte-échantillon dans la chambre à vide à cause de l'important encombrement à l'intérieur de celle-ci (figure 4.4). Nous avons également dû utiliser un dispositif de refroidissement liquide utilisant un liquide frigorifique à −15°C. Le FastPixN est normalement doté d'un système de refroidissement par effet Peltier mais l'absence d'air dans la chambre à vide d'AIFIRA empêche son utilisation.

La disposition finale des éléments dans la chambre à vide peut être trouvée sur les figures 4.3 et 4.4.



(a) Vue de profil



(b) Vue de face

Figure 4.3. – Schéma de la chambre microfaisceau d'AIFIRA

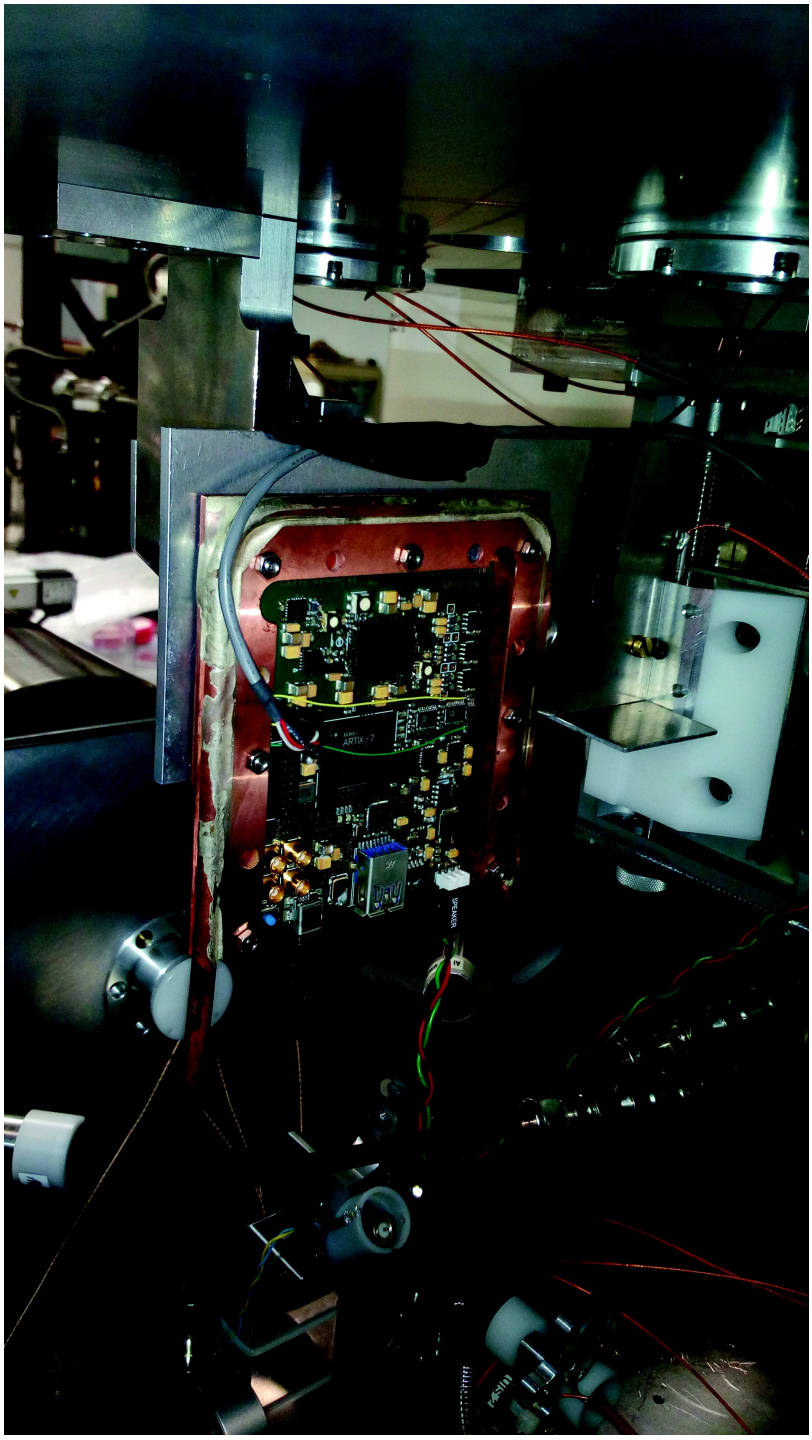


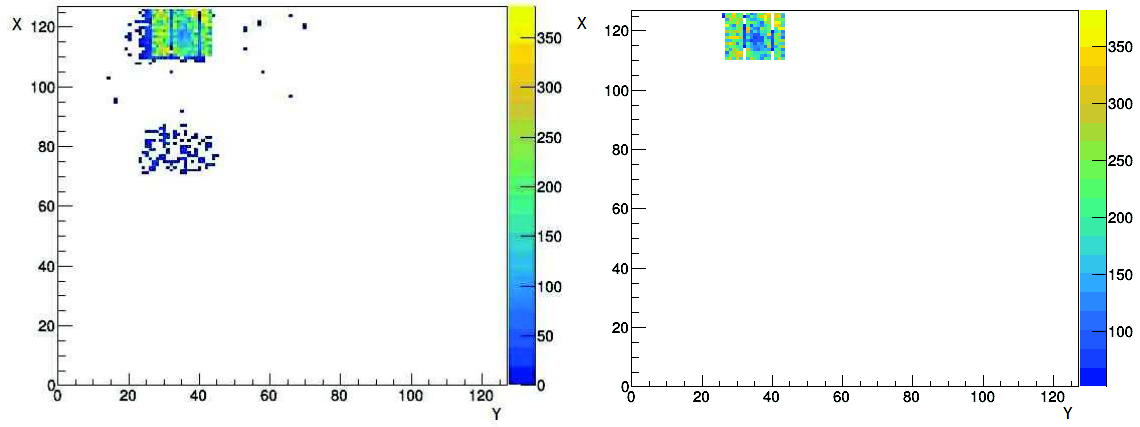
FIGURE 4.4. – Photo du capteur FastPixN installé pour la mesure à AIFIRA

4.2.3. Résultats

Les premières irradiations ont eu lieu avec des protons de 1 MeV à une pression de l'ordre de 10^{-5} Pa.

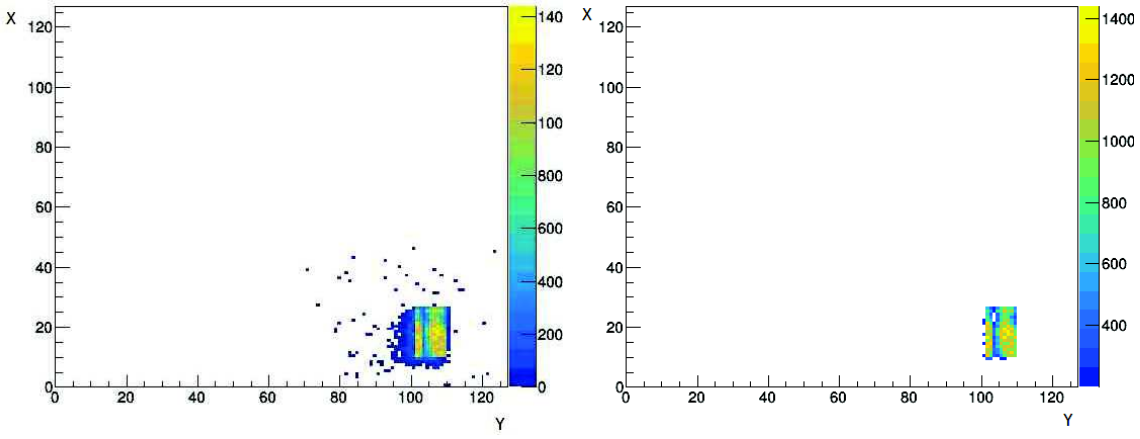
4.2.3.1. Positionnement du faisceau

Dans le but d'établir une zone qui pouvait être irradiée sans déborder du capteur, nous avons effectué deux irradiations préliminaires du capteur. Nous avons réalisé un motif carré de 800 µm de côté dans le coin en haut à gauche du capteur (figure 4.5) et un motif rectangulaire de 400×800 µm^2 dans le coin opposé du capteur (figure 4.6).



(a) Signal brut (b) Signal filtré

FIGURE 4.5. – Irradiation par un motif carré de 800 µm de côté



(a) Signal brut (b) Signal filtré

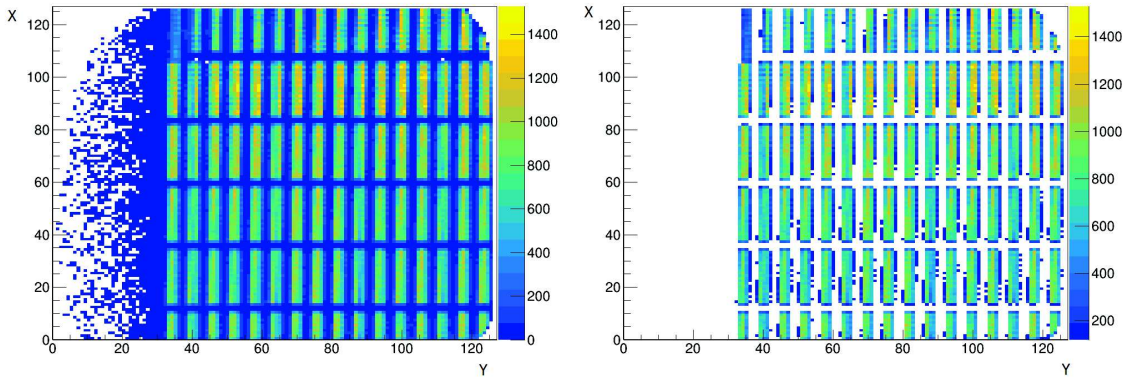
FIGURE 4.6. – Irradiation par un motif rectangulaire de 400×800 µm^2

Le signal filtré correspond au signal brut sur lequel on applique un seuil sur le nombre de coups minimum pour chaque pixel, ce qui permet d'éliminer la majorité du bruit de

fond. Nous avons observé sur cette première irradiation une absence relative de coups tous les 8 pixels. Après investigation, nous avons découvert que cela provenait d'un défaut de l'algorithme de lecture de l'électronique, qui a été corrigé depuis. En effet, le dernier bit lu était automatiquement défini à 1 pour signaler la fin de lecture, ce qui entraînait une valeur maximale de 7 au lieu de 15 sur la valeur numérique du dernier pixel lu par l'ADC (voir Annexe A pour l'algorithme de lecture du capteur).

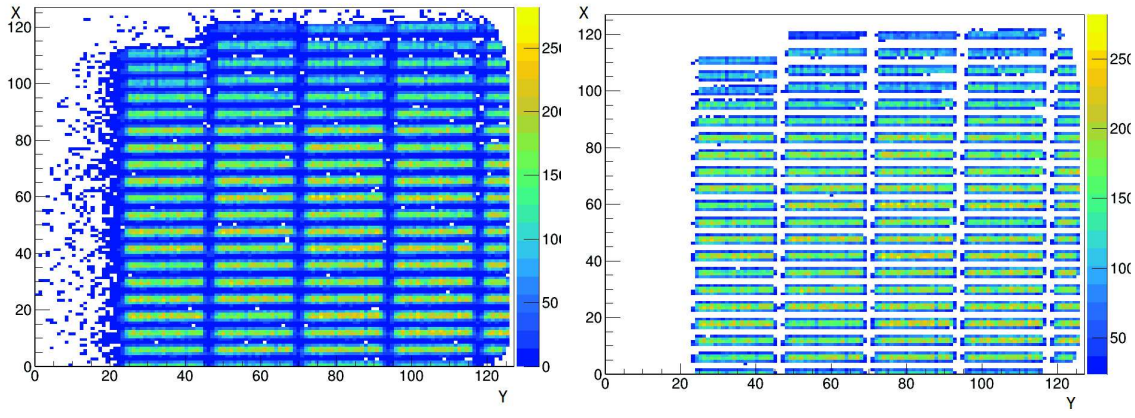
4.2.3.2. Absence de déformation globale et de zones mortes

Dans le but de vérifier l'absence de zones mortes et de déformation du capteur dans les deux directions, nous avons réalisé un ensemble de lignes verticales de 100×1000 µm^2 séparées de 200 µm (voir figure 4.7) et de lignes horizontales de 1000×100 µm^2 séparées de 200 µm (voir figure 4.8).



(a) Signal brut (b) Signal filtré

FIGURE 4.7. – Irradiation par 20×6 rectangles de 100×1000 µm^2 séparées de 200×200 µm^2



(a) Signal brut (b) Signal filtré

FIGURE 4.8. – Irradiation par 5×20 rectangles de 1000×100 µm^2 séparées de 200×200 µm^2

On observe un léger décalage vers le bas du motif le plus en haut à gauche de l'image. Ce décalage a été identifié comme provenant non pas d'un effet du capteur lui-même

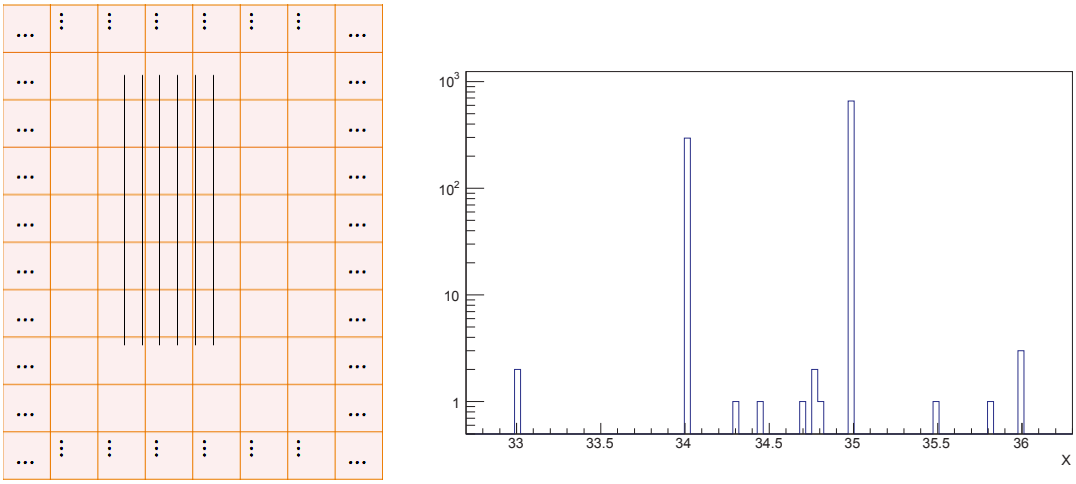
mais comme étant le résultat de l'encombrement dans la chambre à vide, qui amène le porte-échantillon en butée à cet endroit. Aucune déformation des lignes n'a été mise en évidence.

Cette irradiation nous a également permis d'observer plusieurs autres faits importants. Premièrement, on observe en haut et en bas à droite de l'image une partie vide de signal. Cela correspond à une partie du capteur qui est recouverte par la résine de protection des fils de microsoudure reliant le capteur à la carte PCB, appelé *Glob top*. Deuxièmement, on observe, en haut à gauche de la figure 4.8, l'absence du dernier motif. Cela n'est pas lié à un problème dans l'algorithme de reconstruction mais provient du logiciel qui réalise les motifs en générant par défaut un motif de moins que le nombre de motifs demandé. Troisièmement, on observe une instabilité temporelle du flux de AIFIRA. La variation de flux en cours d'irradiation rend compliquée la réalisation d'un test global d'uniformité qui demande une irradiation constante sur la durée du test.

Les irradiations suivantes ont été réalisées avec des protons de 3.3 MeV et une pression de l'ordre de 10^{-6} Pa.

4.2.3.3. Résolution spatiale

Afin de mesurer la résolution spatiale du FastPixN, nous avons réalisé un balayage par un ensemble de colonnes de 2×500 µm^2 séparées par 20 µm (figure 4.9).



(a) Schéma du balayage

(b) Analyse de 1000 images du balayage

FIGURE 4.9. – Balayage par colonnes de 2 µm

On n'observe quasiment aucun coup entre $X = 34$ et $X = 35$ à cause de la très faible multiplicité des groupes de pixels (voir figure 4.10). On ne pourra ainsi, dans la grande majorité des cas, pas calculer une position analogique basée sur le barycentre des groupes de pixels touchés, qui nous aurait permis d'atteindre une résolution de l'ordre du micron. Néanmoins, comme précisé en section 3.1.4, nous n'avons pas besoin d'une excellente précision spatiale et la position numérique, correspondant à la position du pixel touché, permet une résolution de l'ordre de 15 µm (pas/$\sqrt{12}$) qui suffit pour notre application.

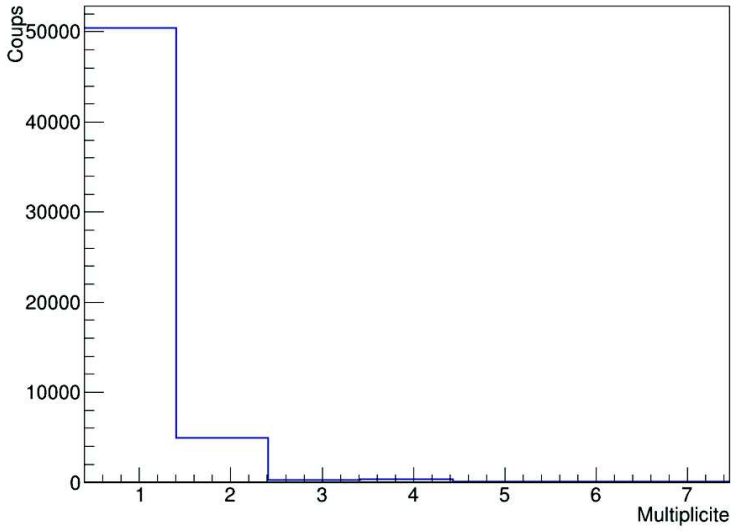
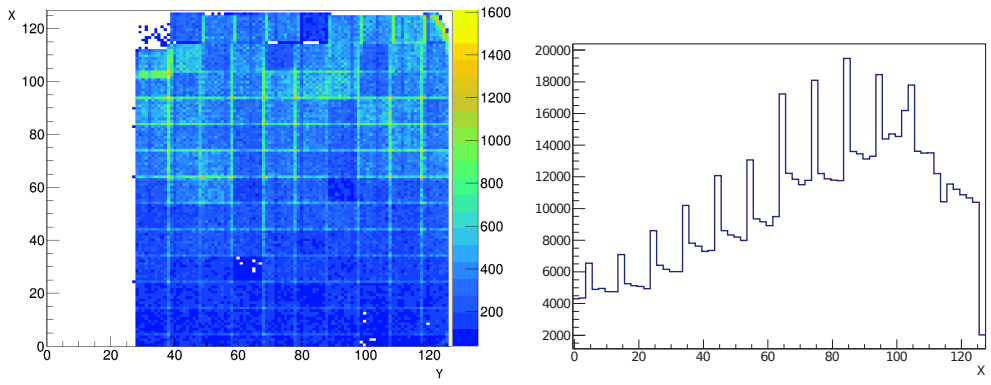


FIGURE 4.10. – Multiplicité des groupes de pixels

4.2.3.4. Uniformité de la réponse

Dans le but d'estimer l'uniformité de la réponse du FastPixN, nous avons réalisé un pavage de 14×14 carrés de 500 µm de côté sans aucun espace (figure 4.11a). Nous nous sommes néanmoins retrouvés dans l'impossibilité d'établir l'uniformité de la réponse à cause de l'instabilité temporelle d'AIFIRA. À cela s'ajoute l'impossibilité d'effectuer un balayage avec un seul motif, ce qui induit soit un recouvrement des motifs soit des zones non-irradiées entre les motifs. On voit nettement sur la figure 4.11b une augmentation du nombre de coups avec X ainsi que les zones de recouvrements. Les tests d'uniformité ont donc été réalisés auprès de l'installation Cyrcé de l'IPHC.

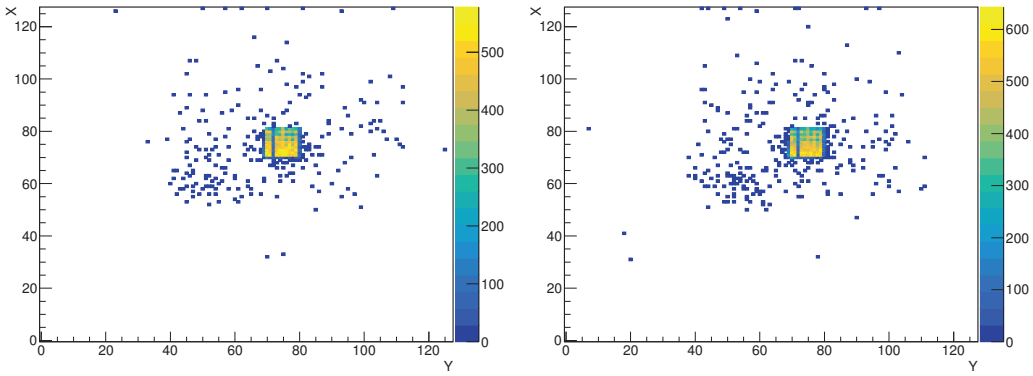


(a) Signal filtré (b) Nombre de coups selon la direction X

FIGURE 4.11. – Irradiation par 14×14 carrés de 500×500 µm^2 de côté sans espace

4.2.3.5. Source du bruit de fond

Dans le but de trouver la source du bruit de fond présent sur les images reconstruites, nous avons réalisé un carré de 500 µm de côté avec et sans la diode STIM (figure 4.12). On observe une même quantité de bruit de fond dans les deux cas, ce qui infirme l'hypothèse d'un bruit de fond dû à la diode. Le bruit de fond provient donc du capteur ou de la diffusion des protons dans la ligne de faisceau.



(a) Signal brut avec diode STIM (b) Signal brut sans diode STIM

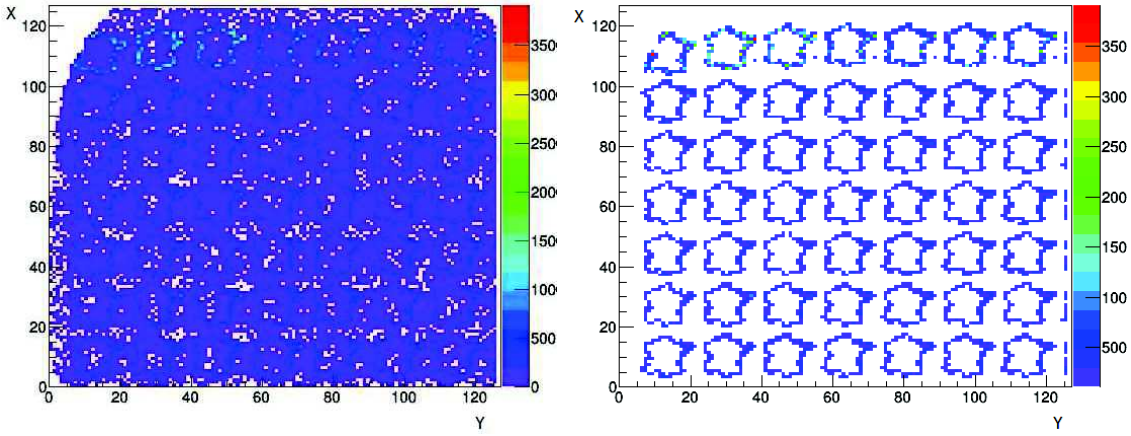
FIGURE 4.12. – Irradiation par un carré de 500 µm de côté

4.2.3.6. Reconstruction de formes complexes

Dans le but de tester plus précisément l'absence de déformation du capteur et le bon fonctionnement de l'algorithme de lecture (Annexe A), nous avons réalisé un ensemble de 7×7 motifs représentant la carte de France, de 343 µm séparées par 850 µm (figure 4.13). On observe une excellente reproduction du motif pourtant hautement asymétrique sur l'ensemble du capteur, ce qui valide son absence de déformation et le bon fonctionnement de l'algorithme de reconstruction des données.

4.2.3.7. Effet de la température

Lors de l'opération du TPR dans l'air, il est prévu un simple refroidissement par effet Peltier à −20°C afin de limiter le bruit thermique, ce qui n'était pas envisageable à AIFIRA en l'absence d'air. Nous avons alors utilisé un fluide frigorifique a −15°C. Lors de la remontée en température du capteur à la suite de l'arrêt du refroidissement, nous avons mesuré la quantité de bruit de fond électronique du capteur. En une demi-heure, nous n'avons mesuré aucun coup sur le capteur, même à température ambiante, ce qui nous permet de conclure que les seuils que nous avons utilisés permettent de supprimer l'intégralité du bruit de fond électronique du capteur. Néanmoins, les FastPixN seront placés au sein du TPR dans une boîte hermétique en aluminium avec d'autres composants électroniques, ce qui risque d'entraîner une élévation de la température du capteur bien supérieure à celle constatée pour un capteur seul. Il sera ainsi intéressant d'étudier la quantité de bruit de



(a) Signal brut (b) Signal filtré

FIGURE 4.13. – Irradiation par des motifs de 343 µm représentant la carte de France

fond générée alors et de conclure sur la nécessité du refroidissement envisagé par effet Peltier.

4.2.4. Conclusion

Les irradiations effectuées sur la plateforme AIFIRA nous ont permis de mettre en lumière les points positifs et négatifs du capteur. Nous avons pu vérifier l'absence de déformation du capteur, sa capacité à reconstruire des motifs même hautement complexes ainsi que l'absence de bruit de fond électronique (même à température ambiante).

Cette première caractérisation expérimentale nous a également permis de détecter un problème dans l'algorithme de lecture qui forçait une valeur maximale de 7 au lieu de 15 tous les 8 pixels. Ce problème a ainsi pu être résolu en amont de l'assemblage du TPR. Nous avons également observé un problème de recouvrement partiel du capteur par le *Glob top*. Ce point devra faire l'objet d'une attention particulière lors du collage des prochains capteurs afin d'éviter de devoir restreindre la zone sensible des capteurs, ce qui diminuerait l'efficacité de mesure du TPR. Nous avons finalement pu observer l'impossibilité de calculer de façon analogique la position des coups dans le FastPixN en raison de la faible multiplicité des groupes de pixels, ce qui ne pose néanmoins pas de réel problème pour notre application.

Afin de mesurer l'uniformité de la réponse du capteur, ce qui est difficilement réalisable avec le microfaisceau de la plateforme AIFIRA, nous avons effectué une seconde campagne de mesure auprès du cyclotron Cyrcé de l'IPHC de Strasbourg.

4.3. Test du FastPixN à Cyrcé

4.3.1. La plateforme Cyrcé

Le cyclotron Cyrcé (CYclotron pour la ReCherche et l'Enseignement) est un accélérateur de protons de 24 MeV qui permet de produire des radio-isotopes pour le diagnostic, le suivi de médicament ou le traitement médical.

L'installation est composée d'un cyclotron confiné dans un bunker en béton, permettant de contenir les radiations émises lorsque l'accélérateur est en fonctionnement, d'un pupitre de commande qui permet de piloter l'accélérateur et de contrôler la sûreté de l'installation, ainsi que de salles blanches accueillant des laboratoires de chimie, comportant des enceintes blindées pour la préparation des molécules radioactives destinées à des applications de recherche médicale.

À l'IPHC, le cyclotron Cyrcé a pour but premier la production de molécules à base de fluor radioactif (^{18}F) pour des applications précliniques au sein du laboratoire, de cuivre (^{64}Cu) et de zirconium (^{89}Zr), permettant de visualiser des processus biologiques de façon très précise. L'installation sert également de plateforme d'accueil pour des étudiants en radiochimie (chimie des éléments radioactifs). Le cyclotron, étant un instrument destiné initialement à des expériences de physique, permet également d'autres types de projets, comme la caractérisation de matériaux ou d'instruments.

Le cyclotron TR-24 d'Advanced Cyclotron Systems est une solution innovante et économiquement intéressantes pour la production de radio-isotopes pour des applications commerciales et pour les instituts de recherche. C'est un cyclotron d'énergie moyenne (18-24 MeV) à haut courant (de l'ordre du mA). Il fait le lien en terme d'énergie entre les cyclotrons PET et les cyclotrons 30 MeV plus massifs. L'énergie et le courant additionnels disponibles avec cette configuration permet au TR-24 de produire des quantités importantes de radio-isotopes.

4.3.2. Dispositif

Pour notre application, nous sommes intéressés par la gamme en énergie proposée par Cyrcé, qui correspond à la gamme de détection des protons du TPR. Cependant, le courant doit être réduit d'un facteur important pour correspondre aux limites du taux de comptage du FastPixN. Lors de notre expérience au cyclotron Cyrcé, nous avons placé le FastPixN au plus près possible du cyclotron (figures 4.14 et 4.15). La diode du contrôle faisceau placée juste derrière le FastPixN a permis de mesurer l'intensité du faisceau ainsi que l'énergie des protons transmis. L'énergie initiale du faisceau de proton peut être dégradée à l'aide de dégradeurs en aluminium de différentes épaisseurs. L'effet sur l'énergie des protons des différents dégradeurs avait été mesuré antérieurement à notre expérience. Ces données peuvent être trouvées dans la Table 4.1.

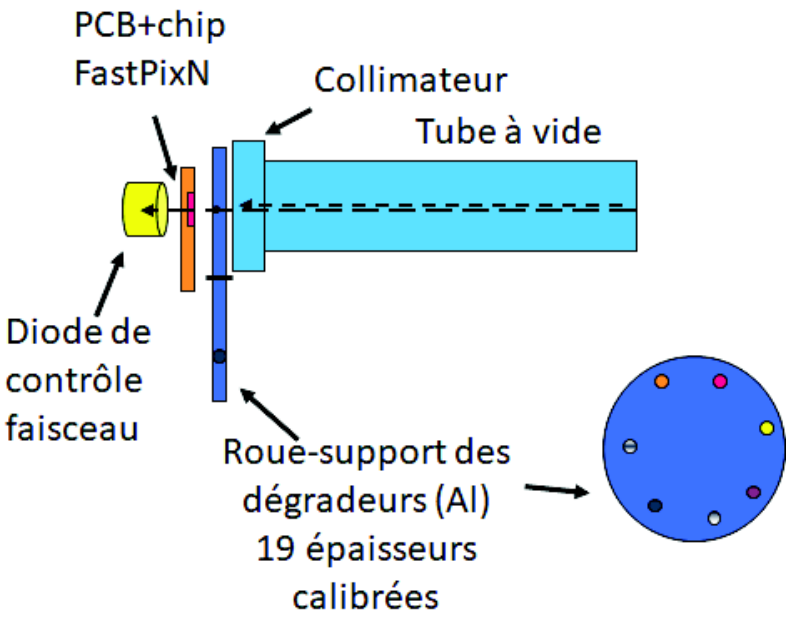
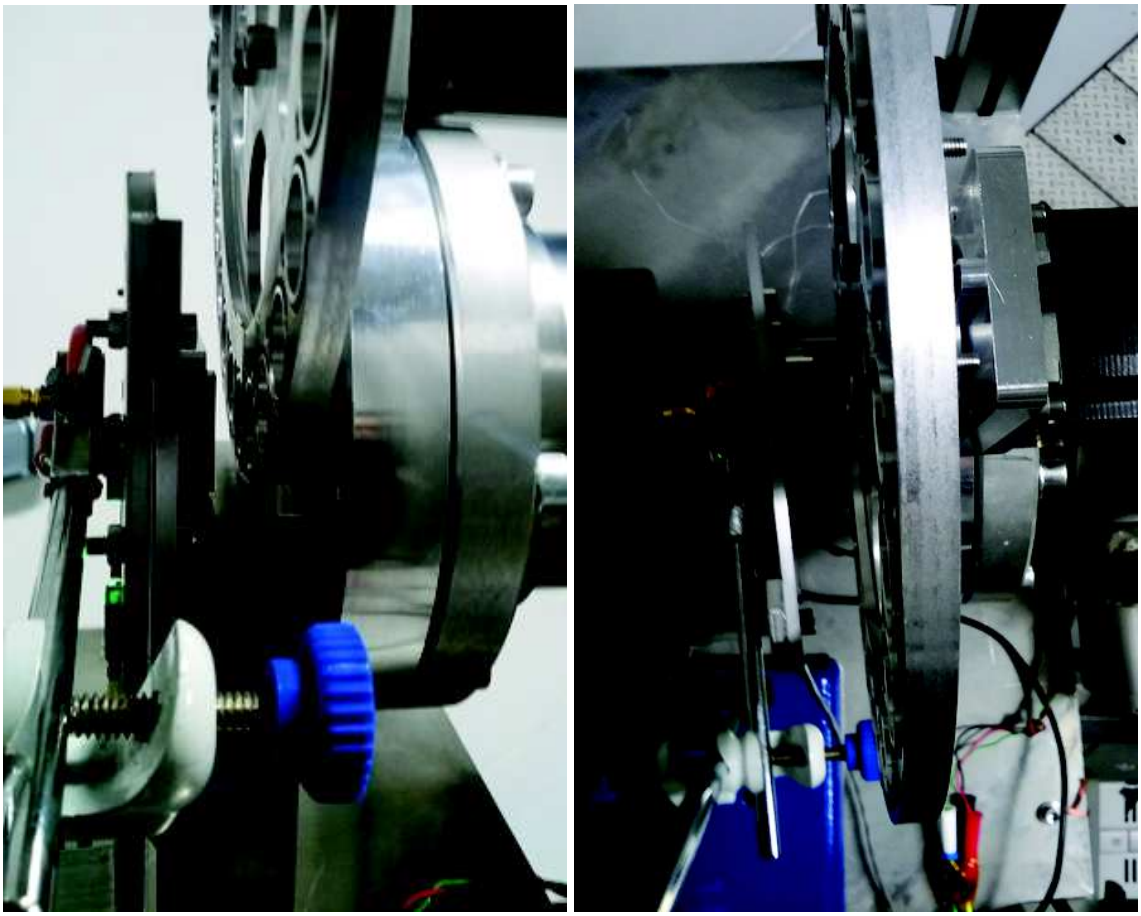


FIGURE 4.14. – Schéma de l'expérience à Cyrcé

TABLE 4.1. – Caractéristiques des dégradeurs de la roue de Cyrcé et énergies correspondantes (mesures expérimentales et simulation Geant4)

Numéro	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Épaisseur (mm)	0	0.147	0.29	0.431	0.568	0.701	0.842	0.99	1.133	1.278
E_p **(MeV)**	23.71	22.99	22.30	21.6	20.9	20.2	19.5	18.7	17.8	17.0
E_{sim} **(MeV)**	23.67	22.96	22.27	21.6	20.9	20.2	19.4	18.6	17.8	16.9
σ_E **(MeV)**	0.03	0.07	0.09	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3

Numéro	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
Épaisseur (mm)	1.424	1.564	1.714	1.862	2.007	2.156	2.296	2.448	2.599	2.761
E_p **(MeV)**	16.1	15.2	14.2	13.1	12.0	10.8	9.6	8.1	6.4	4.0
E_{sim} **(MeV)**	16.0	15.1	14.1	13.0	12.0	10.8	9.6	8.1	6.3	3.9
σ_E **(MeV)**	0.3	0.3	0.3	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.5	0.7



(a) Vue de coté (b) Vue de dessus

FIGURE 4.15. – Photos du capteur FastPixN installé à Cyrcé

4.3.3. Calibration en énergie du FastPixN avec Cyrcé

4.3.3.1. Analyse des mesures

Le dispositif de sélection de l'énergie de Cyrcé reposant sur la dégradation par absorption, nous avons eu besoin de réaliser une simulation Geant4 de l'expérience pour pouvoir analyser les données prises à Cyrcé. Cela a permis d'extraire la quantité d'énergie déposée par les protons dans le FastPixN et de la comparer à la valeur délivrée par les ADC. Dans Geant4, pour notre gamme d'énergie, l'énergie perdue par ionisation est calculée d'après le pouvoir d'arrêt des protons, issu de la base de données PSTAR du NIST [1] ([Geant] p. 153). L'énergie maximale des électrons créés par ionisation est calculée par la formule suivante (Eq. 12.1 dans [Geant]) :

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma(m_e/M) + (m_e/M)^2} \tag{4.1}$$

Pour des protons d'énergie inférieure à 20 MeV, l'énergie maximale des électrons est d'environ 20 keV. Cela correspond à un parcours d'environ 8 µm dans le silicium, ce qui est inférieur au seuil de production des secondaires de Geant4. La production de phonon lors de la perte d'énergie des particules chargées n'est pas actuellement prise en compte dans Geant4 ([Geant] chapitre 19) mais la perte d'énergie correspondante est prise en compte dans les données du NIST. La perte d'énergie des protons est ainsi simplement considérée comme une perte d'énergie continue au même titre que la diffusion coulombienne multiple, sans création de particules secondaires.

La géométrie simulée consiste en la sortie du tube à vide en aluminium, le dégradeur en aluminium dont les épaisseurs et les énergies protons en sortie sont spécifiées dans la Table 4.1, le collimateur en aluminium et le FastPixN comme décrit dans la section 3.2.1. La source considérée est un faisceau ponctuel normal de protons mono-énergétique de 23.87 MeV. La comparaison entre le fichier CAD de Cyrcé et la simulation Geant4 peut être visualisée sur les figures 4.16 et 4.17.

Pour valider la simulation, nous avons comparé l'énergie des protons en sortie du dégradeur avec les mesures expérimentales. La simulation est en bon accord avec les résultats (Table 4.1).

4.3.3.2. Résultats

Sauf mention contraire, les irradiations ont été effectuées avec une intensité de 1.4 fA, soit 8750 $p.s^{-1}$, et un collimateur de ∅4 mm.

Effet du courant

Dans le but de vérifier l'absence de saturation du détecteur, nous avons réalisé deux mesures sans dégradeur en aluminium avec des flux de 2.7 et 1.4 fA, (figure 4.18). On observe une intégrale 10% inférieure à 2.7 fA, ce qui montre un début de saturation. Nous sommes néanmoins à des flux beaucoup plus élevés que ce que sera amené à subir le FastPixN. En effet, de tels courant correspondraient respectivement à des flux neutron de l'ordre de 8 et 4×10^9 $n.cm^{-2}.s^{-1}$.

1. https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html

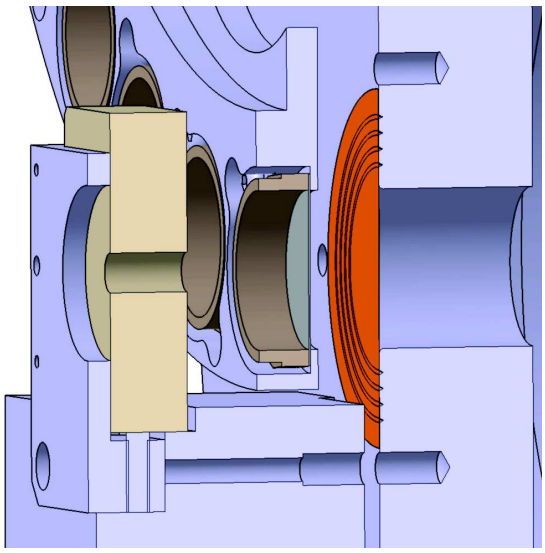


FIGURE 4.16. – Coupe CAD de Cyrcé

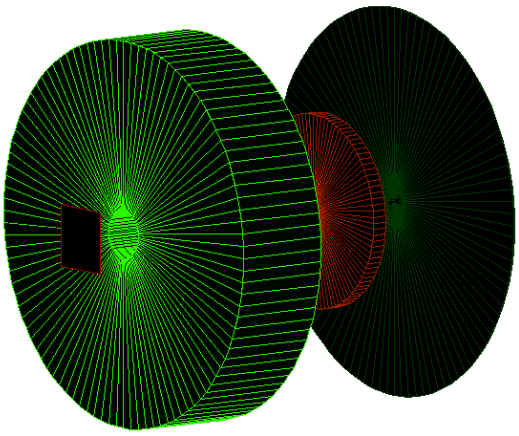


FIGURE 4.17. – Simulation Geant4 de Cyrcé. En vert foncé, la sortie du tube à vide. En orange, le dégradeur. En vert clair, le collimateur. En rouge, le FastPixN

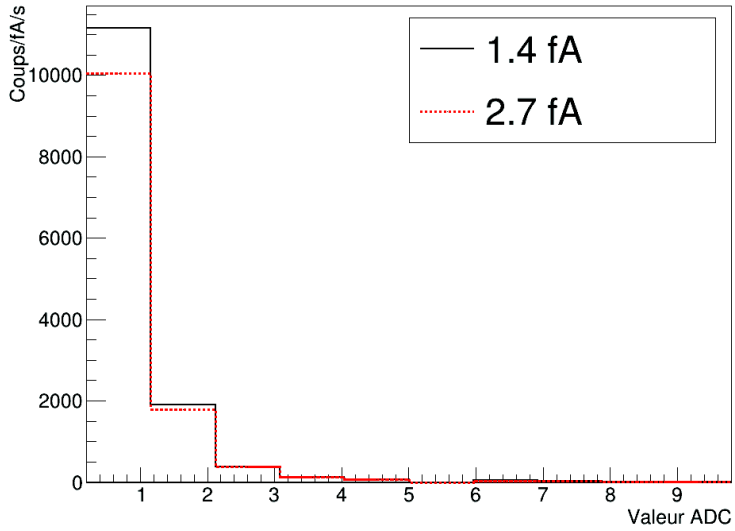


FIGURE 4.18. – Distribution des valeurs ADC sans dégradeur à 2.7 et 1.4 fA

Calibration en énergie

Afin d'établir une correspondance entre l'énergie déposée dans la couche épitaxiale obtenue à partir de la simulation et la valeur ADC délivrée par le capteur, nous avons effectué une irradiation pour chaque position de la roue (Table 4.2).

TABLE 4.2. – Énergie moyenne déposée (Geant4), énergie rajoutée par l'algorithme de reconstruction et valeur moyenne ADC pour une irradiation aux différentes positions de la roue de Cyrcé

Numéro	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
E_p **(MeV)**	23.71	22.99	22.30	21.6	20.9	20.2	19.5	18.7	17.8	17.0
$\langle E_{dep_{epi}} \rangle$ **(keV)**	41.24	42.20	43.24	44.30	45.44	46.63	48.16	49.86	51.74	53.92
ΔE_{CMOS} **(keV)**	204.7	209.1	213.6	219.0	225.2	231.4	238.6	247.2	255.9	264.0
ADC moyen	1.322	1.352	1.380	1.408	1.427	1.449	1.478	1.504	1.541	1.585

Numéro	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
E_p **(MeV)**	16.1	15.2	14.2	13.1	12.0	10.8	9.6	8.1	6.4	4.0
$\langle E_{dep_{epi}} \rangle$ **(keV)**	56.43	59.19	62.67	66.78	71.60	77.89	85.41	96.84	116.9	175.7
ΔE_{CMOS} **(keV)**	272.8	283.9	297.2	316.6	339.5	366.7	405.6	454.2	533.0	759.9
ADC moyen	1.638	1.698	1.781	1.872	1.99	2.158	2.397	2.764	3.374	5.394

Ces mesures nous ont également permis d'établir une première calibration du capteur (figure 4.19).

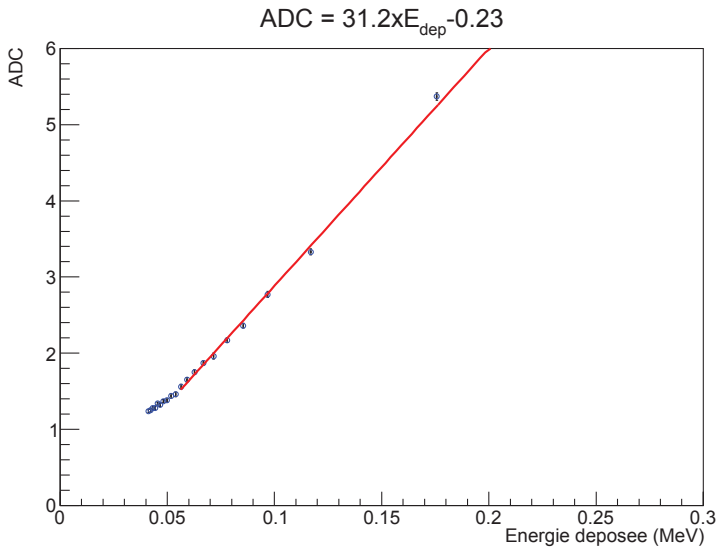


FIGURE 4.19. – Courbe de calibration du FastPixN en fonction de l'énergie déposée par les protons. La courbes en rouge est un ajustement du premier ordre dans la gamme [0.06, 0.2] MeV

Comme prévu, le FastPixN est capable de mesurer efficacement des protons jusqu'à 20 MeV, ce qui correspond à une énergie déposée d'environ 47 keV. On observe une bonne linéarité de la réponse entre 0.055 et 0.2 MeV d'énergie déposée. À plus basse énergie, des effets non-linéaires apparaissent à cause de l'inefficacité de la collection de charge. L'ajustement linéaire présenté a pour unique but d'établir une correspondance expérimentale entre la valeur ADC et l'énergie déposée, ce qui permettra d'éliminer une partie du bruit de fond lors de la reconstruction des données (voir section 3.3.3). D'après la valeur de la pente de la courbe, 1 bit ADC correspond à environ 30 keV déposés.

Effet de la taille du collimateur

Afin de tester l'effet de la taille du collimateur sur la diffusion des protons, 4 irradiations ont été réalisées avec un collimateur de ∅5 mm au lieu de 4 mm. On trouve une légère différence, avec une moyenne de la valeur ADC légèrement plus faible pour le collimateur de ∅5 mm (Table 4.3), ce qui laisse penser à un effet non-négligeable de la diffusion des protons sur le bord du collimateur.

Effet de la position du dégradeur

Nous avons également testé l'effet de la position du dégradeur en utilisant une plaque de 1 mm d'aluminium placée à la sortie du collimateur, situé à 8 mm du capteur, à la place de la roue 7, qui est située à 31 mm du capteur. On trouve un moyenne de la valeur ADC légèrement plus faible (1.3 contre 1.5) (figure 4.20). Ce résultat s'explique par le plus long parcours dans l'air des protons ralentis dans le dégradeur que dans la plaque d'aluminium.

TABLE 4.3. – Comparaison de la charge moyenne délivrée par le FastPixN pour des collimateurs de 4 et 5 mm

Roue	**ADC moyen**	
	4 mm	**5 mm**
0	$1.239 \pm 3 \times 10^{-3}$	$1.234 \pm 4 \times 10^{-3}$
9	$1.470 \pm 3 \times 10^{-3}$	$1.403 \pm 4 \times 10^{-3}$
11	$1.591 \pm 3 \times 10^{-3}$	$1.492 \pm 3 \times 10^{-3}$
16	$2.339 \pm 4 \times 10^{-3}$	$2.120 \pm 4 \times 10^{-3}$

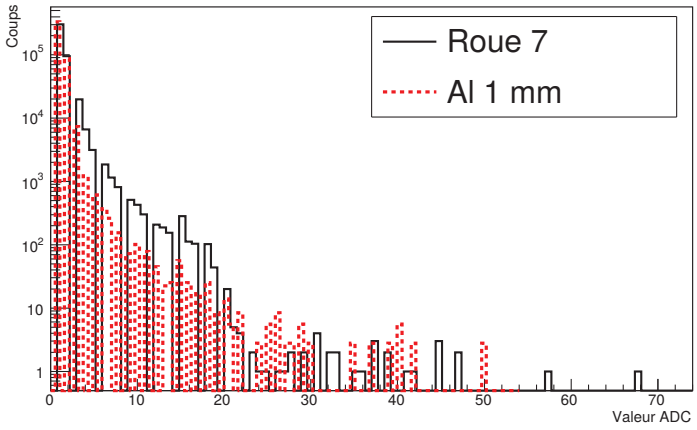
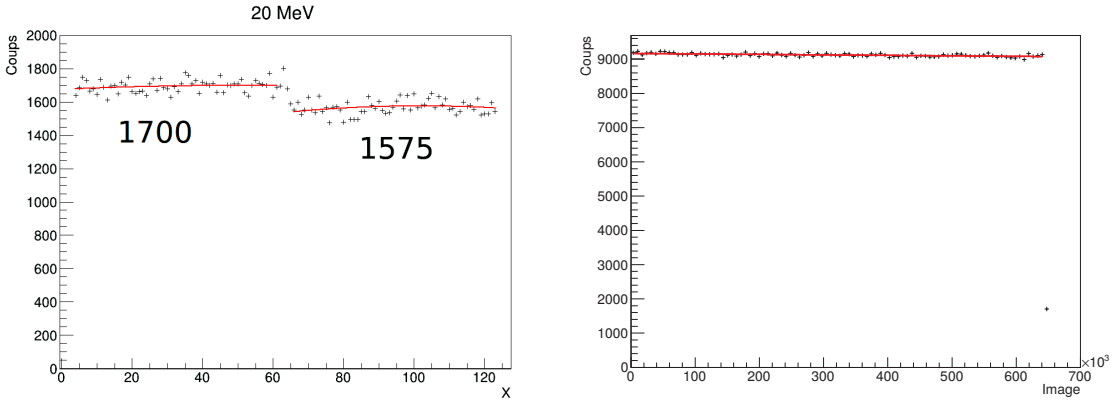


FIGURE 4.20. – Valeur ADC pour la roue 7 et pour une plaque d'aluminium d'épaisseur équivalente 1 mm placée après le collimateur

4.3.4. Mesure de l'uniformité du capteur à Cyrcé

Afin d'effectuer une mesure de l'uniformité du capteur, nous avons utilisé le collimateur de ∅11 mm qui nous permet d'irradier le capteur entier. Néanmoins, étant donné que le faisceau est alors plus grand que le capteur et que la distribution des protons n'est pas uniforme, nous ne pourrons pas extraire d'information précise sur l'efficacité de détection. Il faudrait pour cela effectuer une mesure avec un film Gafchromic pour les différentes énergies.

Le première mesure a consisté en une irradiation à 20.21 MeV (roue 5) et 1.5 fA (figure 4.21). On observe une bonne stabilité temporelle du faisceau avec une perte de seulement



(a) Réponse du capteur selon X avec ajustements du second ordre et valeurs des ajustements au point de recoupement

(b) Nombre de coups en fonction du temps avec ajustement du premier ordre

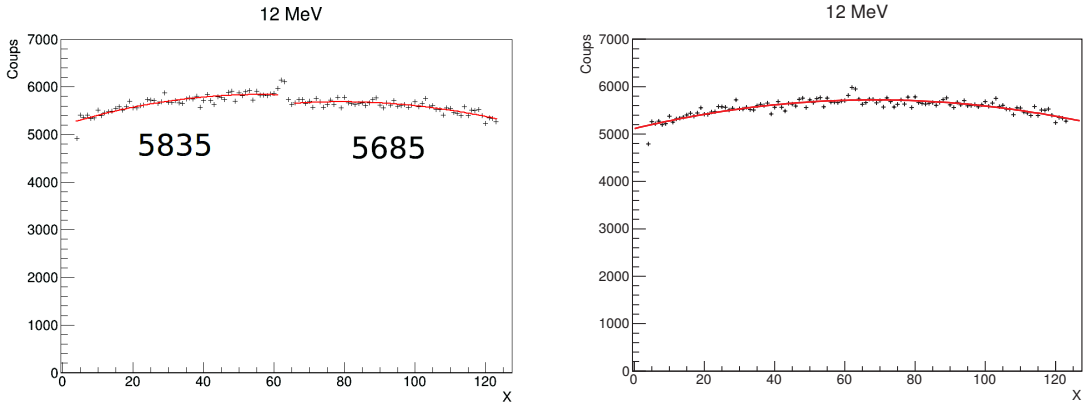
Figure 4.21. – Irradiation à 20.21 MeV

2 coups/s soit de l'ordre de 10^{-4}%/s, mais une nette différence de réponse entre les deux moitiés du capteur. En effet, comme précisé en section 3.1.4, l'électronique de lecture du FastPixN est divisée en deux parties distinctes, dont les seuils peuvent être réglés indépendamment, ce qui peut créer cette différence.

La seconde mesure a constitué en une irradiation à 12.02 MeV (roue 14) et 1.5 fA (figure 4.22). On observe de nouveau une bonne stabilité temporelle et une différence de réponse entre les deux moitiés du capteur. En multipliant le nombre de coups par un facteur de correction de façon à obtenir la continuité à l'interface, on observe un profil du faisceau bombé comme à 20 MeV. On observe également un pic significatif entre les pixels 62 et 65.

La troisième mesure a consisté en une irradiation à 4.03 MeV (roue 19) et 0.6 fA (figure 4.23). La différence de réponse entre les deux parties du capteur est moins flagrante. Cela semble favoriser l'hypothèse d'un effet de seuil car l'énergie déposée est plus importante à 4 MeV donc l'impact du seuil moins important. On observe bien mieux les deux autres effets. On voit effectivement que le faisceau a un profil bombé et qu'il y a un pic entre les pixels 62 et 65. Un résumé des ajustements est présenté en Table 4.4.

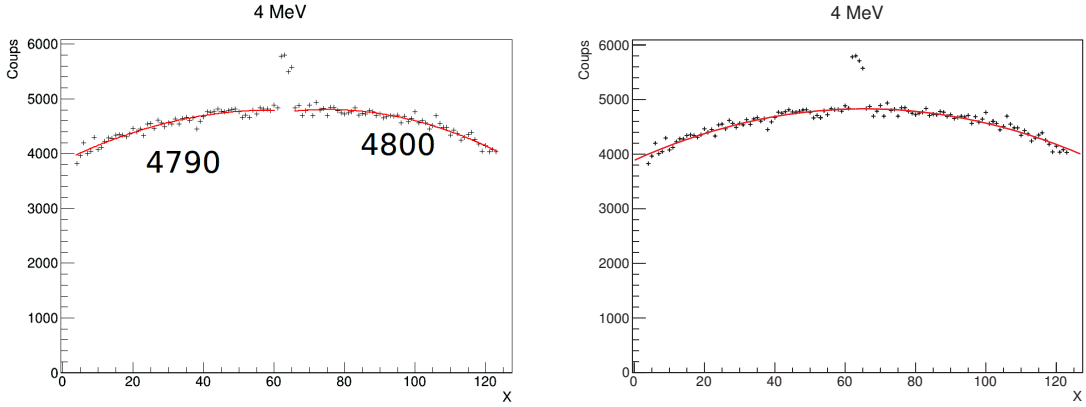
Après étude, on observe que ce pic a comme caractéristique un unique coup de charge inférieure à 4 (figure 4.24). Étant donné sa position à l'interface entre les deux demi-capteurs, il s'agit probablement de bruit électronique. Ce bruit ne peut malheureusement



(a) Réponse du capteur selon X avec ajustements du second ordre et valeurs des ajustements au point de recoupement

(b) Réponse corrigée avec ajustement du second ordre

FIGURE 4.22. – Irradiation à 12.02 MeV



(a) Réponse du capteur selon X avec ajustements du second ordre et valeurs des ajustements au point de recoupement

(b) Réponse corrigée avec ajustement du second ordre

FIGURE 4.23. – Irradiation à 4.03 MeV

TABLE 4.4. – Paramètres des ajustements du second ordre ($ax^2 + bx + c$) des figures 4.21, 4.22 et 4.23

Courbe	**a**	**b**	**c**	χ^2/NDF
20 MeV, $X < 64$	-0.02	1.5	1710	0.81
20 MeV, $X \geq 64$	-0.016	3.4	1440	1.18
20 MeV corrigé	-0.004	0.2	1720	1.08
12 MeV, $X < 64$	-0.26	27	5260	0.72
12 MeV, $X \geq 64$	-0.2	32	4570	0.98
12 MeV corrigé	-0.15	20.1	5330	0.97
4 MeV, $X < 64$	-0.24	30	3940	0.95
4 MeV, $X \geq 64$	-0.43	62	2620	0.91
4 MeV corrigé	-0.264	33	3890	1.16

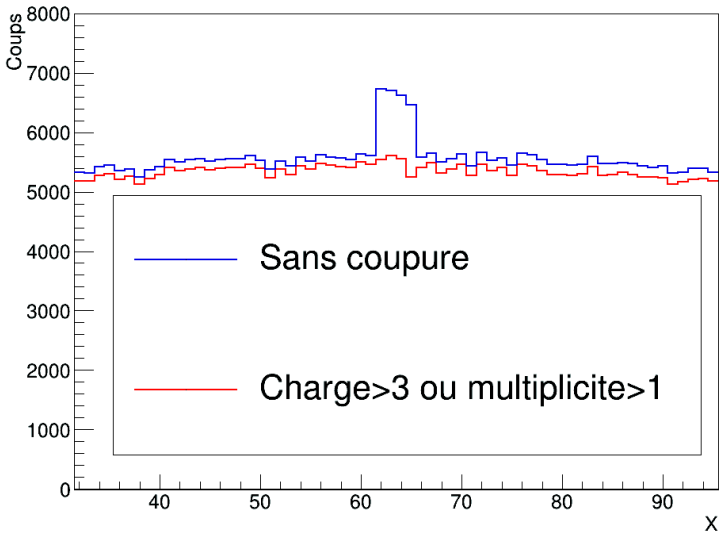
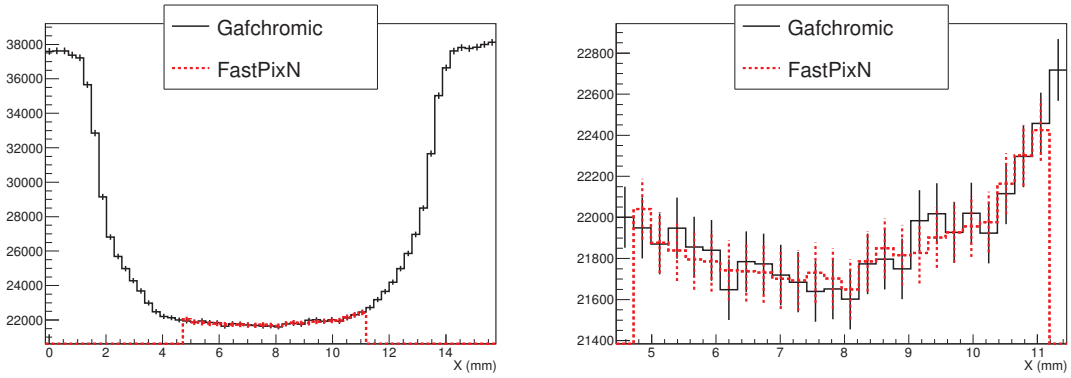


FIGURE 4.24. – Réponse du capteur selon X à 4.03 MeV avec et sans coupure sur la multiplicité et la valeur ADC

pas être supprimé car il est trop semblable au signal de protons de hautes énergies. Il génère une augmentation artificielle du nombre de coup dans chaque FastPixN de $(20.8 \pm 0.6)\%$ localement, correspondant à une augmentation globale de $(3.73 \pm 0.03)\%$.

Afin de vérifier le profil du faisceau, nous avons irradié un film Gafchromic à 4.03 MeV en le plaçant à la sortie du collimateur. Nous avons ensuite comparé le résultat donné par la lecture du Gafchromic avec une résolution de 96 dpi (265 µm) au résultat donné par le

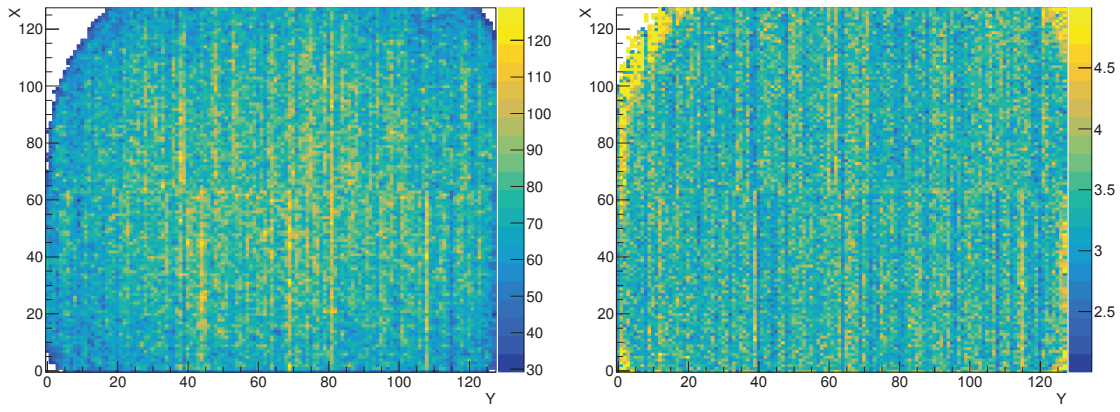
capteur lors de l'irradiation à 4.03 MeV (figure 4.25). Les deux courbes correspondent aux barres d'erreur près.



(a) (b)

FIGURE 4.25. – Comparaison du Gafchromic (en noir) et du capteur (en rouge)

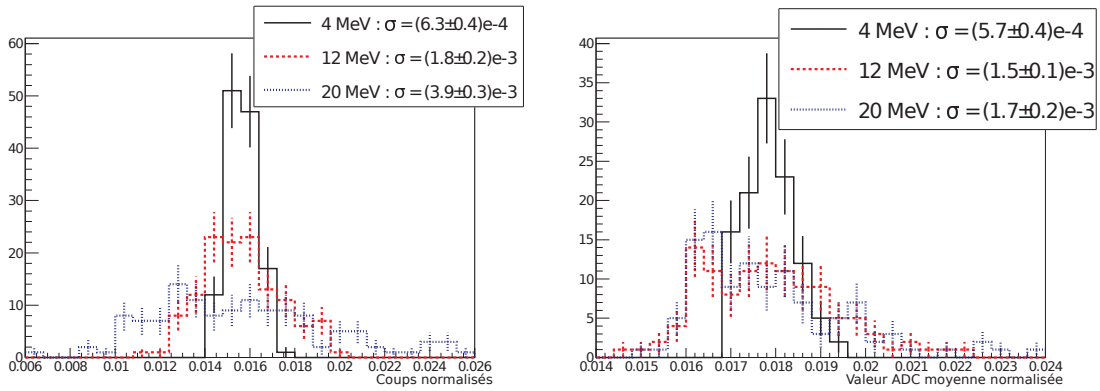
A la suite de ces mesures, nous avons établi la carte d'uniformité du FastPixN en coups et en valeur ADC (figures 4.26).



(a) Nombre de coups pour chaque pixel (b) Charge moyenne pour chaque pixel

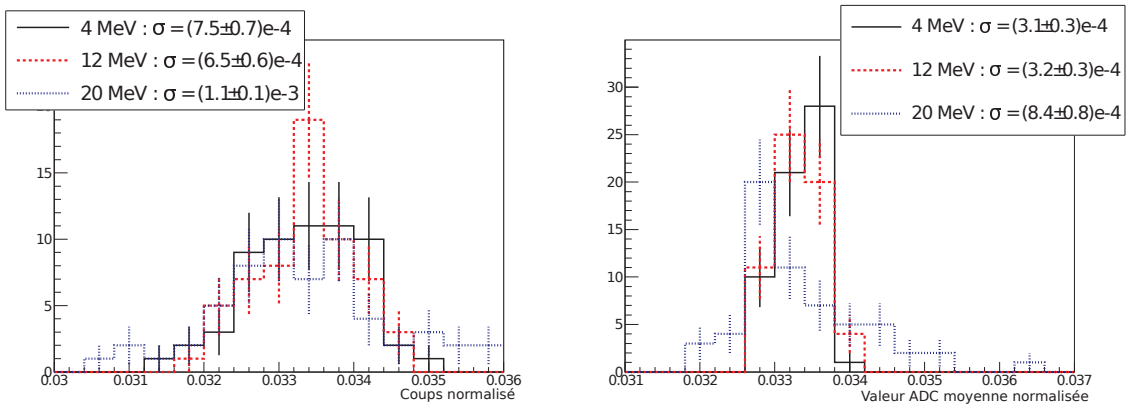
FIGURE 4.26. – Irradiation à 4.03 MeV

De façon à pouvoir présenter les résultats de ces mesures ayant des énergies et des temps de mesures différents, nous avons normalisé les coups par le nombre total de coups de la mesure et la charge par la charge totale déposée. On observe avec plus de détails la zone « efficace » du capteur due au débordement du *Glob top* sur le capteur lors du processus de collage des microsoudures : $X \in [4, 123]$ et $Y \in [16, 123]$. Ces mesures mettent en évidence une assez forte variabilité tant en coups qu'en charge. En projetant sur les deux axes, on observe que la dispersion est beaucoup plus importante selon la coordonnée Y (jusqu'à 25% pour les coups et jusqu'à 10% pour la valeur ADC) (figures 4.27) que selon la coordonnée X (< 3% pour les coups et < 3% pour les valeurs ADC) (figures 4.28).



(a) Coups ($\sigma < 25\%$) (b) Valeur ADC ($\sigma < 10\%$)

FIGURE 4.27. – Variabilité du nombre de coups et de la charge ADC en Y



(a) Coups ($\sigma < 3\%$) (b) Valeur ADC ($\sigma < 3\%$)

FIGURE 4.28. – Variabilité du nombre de coups et de la charge ADC en X

En étudiant plus en détail le comportement du capteur selon la direction Y, on s'aperçoit que cette variabilité globale est due à une différence de réponse des colonnes du capteur (figures 4.29 et 4.30). Ces figures représentent respectivement le nombre de coups et la

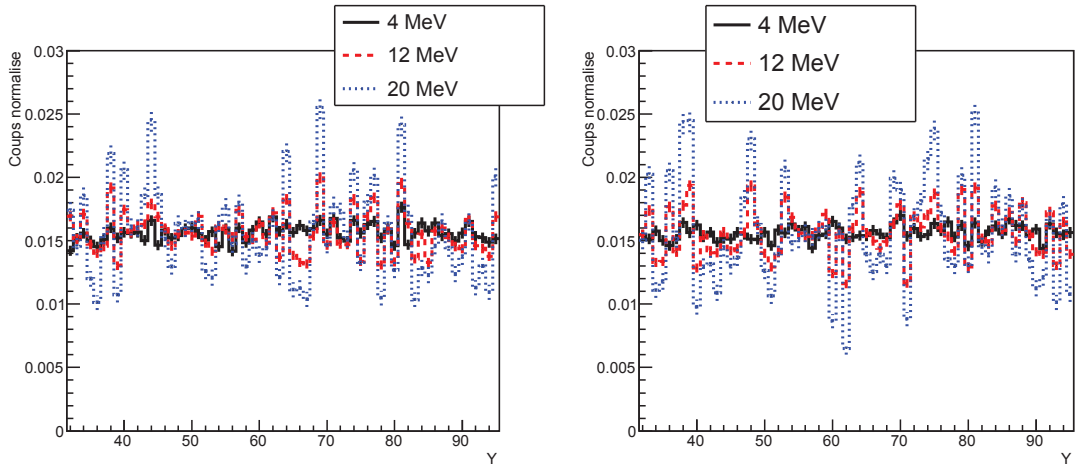


FIGURE 4.29. – Nombre de coups moyen selon la direction Y pour les deux moitiés de capteur

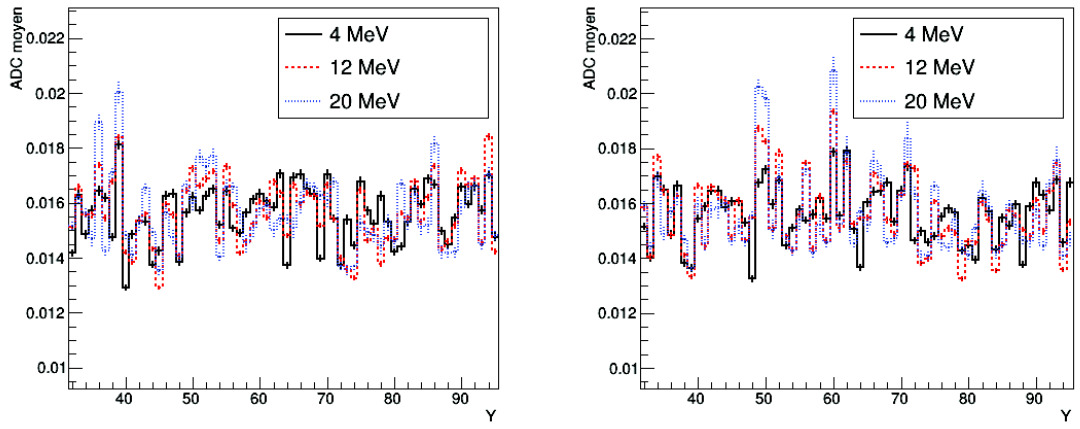


FIGURE 4.30. – Charge moyenne selon la direction Y pour les deux moitiés de capteur

somme des valeurs ADC pour les différentes colonnes du capteur. De façon à pouvoir comparer les résultats de trois mesures effectuées à des énergies et pendant des durées différentes, les histogrammes ont été normalisés respectivement par le nombre de coups total et par la somme des valeurs ADC de la mesure. On observe une forte variabilité de la réponse entre les différentes colonnes tant en charge ADC qu'en nombre de coups, qui est la cause de la forte variabilité globale observée. Cela est dû à l'électronique du capteur. En effet, chaque colonne dispose de son propre amplificateur et chaque groupe de

8 colonnes dispose de son propre ADC. Or, seul le seuil des ADC est réglable et on a donc une différence de réponse entre les colonnes qui ne peut être réglée.

Au vu de ces résultats, nous avons vérifié si la différence de réponse entre les colonnes entraîne une variabilité importante du facteur de calibration déterminé en section 4.3.3.2. Nous avons donc calculé la pente pour chacune des colonnes irradiées (figure 4.31) ($X \in [20, 50]$, $Y \in [70, 90]$). On observe une variabilité jusqu'à 16% du facteur de calibration. Les facteurs de calibration devront donc être déterminés expérimentalement pour chaque colonne de chaque demi-capteur afin de permettre une bonne détermination de l'énergie des protons traversant les FastPixN.

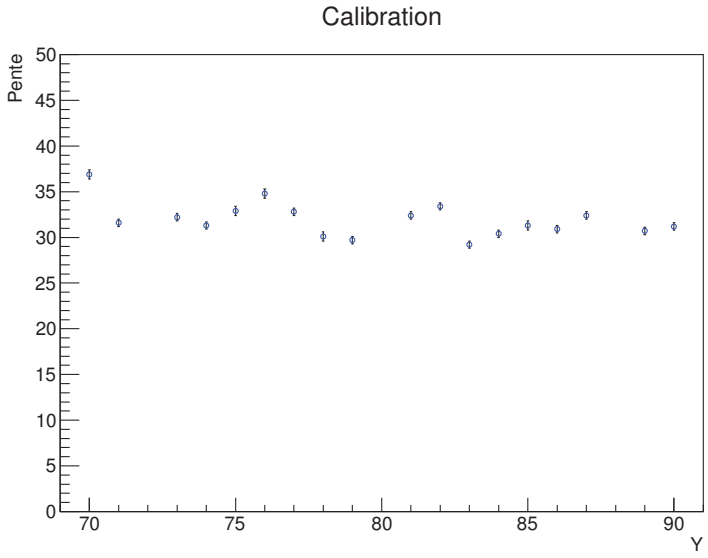


Figure 4.31. – Facteur de calibration pour les différentes colonnes

4.4. Procédure d'étalonnage du TPR

Afin de pouvoir être utilisé pour mesurer des spectres neutroniques, le TPR et les différents éléments le composant devront dans un premier temps être étalonnés minutieusement.

Comme mentionné en section 4.3, il sera dans un premier temps nécessaire d'établir un étalonnage en énergie de chaque demi-colonne des trois capteurs FastPixN. Pour cela, il faudra les irradier avec des protons d'énergies connues et établir un facteur de calibration pour chacune d'elle.

La diode finale a été étalonnée lors d'une mesure effectuée à Cyrcé ainsi qu'à l'aide d'une source tri-alpha (figure 4.32). On obtient une résolution de (1.16 ± 0.02)% à 5.804 MeV et (0.853 ± 0.003)% à 20.9 MeV. Le veto diode ayant été rajouté dans le cadre de cette thèse, nous serons obligés, dans son cas, d'effectuer une nouvelle calibration avec des protons d'énergies connues.

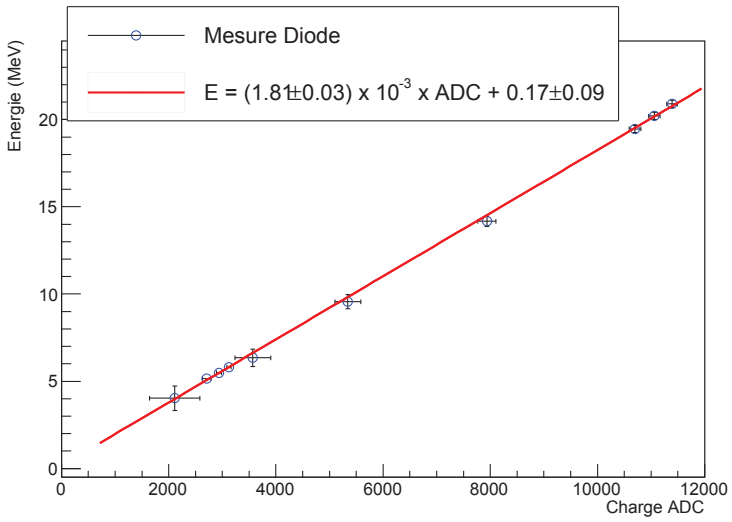


FIGURE 4.32. – Droite d'étalonnage de la diode silicium obtenue à partir de 6 points expérimentaux mesurés à Cyrcé

Une fois les différents éléments composant le TPR étalonnés, le dispositif complet devra l'être également.

Pour cela, le TPR devra être irradié dans un premier temps par des protons d'énergies connues, en l'absence de la fenêtre d'aluminium et du convertisseur, afin de vérifier l'ensemble CMOS-air-diodes. L'adéquation de la mesure de l'énergie des protons par les cinq capteurs et la bonne reconstruction de l'énergie initiale des protons devront être vérifiées. La coïncidence des cinq mesures devra également être réglée.

Une fois cela fait, le TPR devra être irradié par des neutrons. Dans un premier temps, une source de neutrons mono-énergétiques comme celle du PTB ou de l'IRSN permettra de vérifier la bonne reconstruction de l'énergie des neutrons et de mesurer pour la première fois la résolution en énergie et l'efficacité de mesure du dispositif à des énergies données. Dans un second temps, une source étendue telle qu'une source AmBe pourra être utilisée afin de déterminer expérimentalement la résolution en énergie et l'efficacité de détection du TPR pour des spectres complexes.

L'étalonnage initial du détecteur pourrait être sujet à dérive au cours du temps. Pour vérifier si cela se produit, les capteurs CMOS et les diodes devront être initialement irradiés indépendamment par une source de référence, par exemple la tri-source α utilisée dans [Taf13], afin d'établir un point de référence en valeur ADC. Une irradiation à intervalle temporel régulier par une source produisant les mêmes raies permettra au fil du temps de détecter une éventuelle dérive de l'étalonnage, visible par un changement de la valeur ADC de référence. Dans le cas où cela se produirait, les capteurs concernés par la dérive devront être réétalonnés.

4.5. Conclusion

Les irradiations que nous avons effectuées auprès des installations AIFIRA et Cyrcé nous ont permis de caractériser précisément le capteur FastPixN. Nous avons prouvé l'absence de déformation ou de zone morte sur le capteur, ainsi que le bon fonctionnement de l'algorithme de reconstruction. Nous avons cependant observé une différence de réponse entre les deux moitiés du capteur ainsi qu'un artefact électronique à la jonction des deux moitiés. Au sein de chacune des deux moitiés, nous avons mesuré la bonne uniformité du capteur en X et sa plus mauvaise uniformité en Y. Nous avons également mesuré la zone « efficace » du capteur ($X \in [4, 123]$ et $Y \in [16, 123]$) qui correspond à la zone non recouverte par du *Glob top*.

Lors de l'assemblage des deux autres FastPixN sur leur carte PCB, un soin particulier devra être porté à l'application de la résine protectrice afin d'éviter des zones mortes sur les bords des capteurs. La différence de réponse entre les deux moitiés du capteur pourra conduire à calculer et appliquer une efficacité différente suivant la trajectoire du proton, correspondant aux efficacités respectives des trois demi-capteurs traversés. Cependant, dans la majorité des applications où la taille du faisceau de neutrons est supérieure à la taille d'un demi-capteur, cette différence de réponse n'est pas problématique pour le TPR et on pourra se contenter d'utiliser une efficacité moyenne pour le capteur entier. Le bruit électronique observé à l'interface des deux moitiés de capteur est aisément supprimable dans le cas de l'utilisation du FastPixN au sein du TPR. En effet, quand bien même ce bruit se produirait simultanément dans les trois capteurs, il serait très facilement supprimé grâce à l'anti-coïncidence avec le veto diode. De la même façon, si ce bruit devait advenir en coïncidence avec un coup de signal, l'algorithme de recherche de trace rejetterait ce coup qui produirait une trace moins rectiligne que la trace de signal. Au contraire, la différence du facteur de calibration selon Y devra être corrigée en post-traitement afin de pouvoir obtenir des résultats valides sur le dépôt d'énergie des protons. Pour cela, une expérience devra être réalisée, lors de laquelle le capteur sera irradié intégralement avec des protons jusqu'à 20 voire 24 MeV, car nous avons montré qu'il était possible de détecter des protons jusqu'à cette énergie. Les facteurs de calibration seront alors déterminés pour chaque colonne de chaque demi-capteur afin de permettre une bonne détermination de l'énergie des protons traversant les FastPixN.

En complément du travail de caractérisation des capteurs CMOS réalisé, un travail de caractérisation du TPR complet devra être effectué. Une calibration en énergie de la diode et du TPR complet devra être effectué avec des protons de différentes énergies puis avec une source de neutrons mono-énergétiques de référence de différentes énergies, par exemple à l'établissement Fédéral de Technique Physique (PTB), ou auprès d'AMANDE. L'efficacité de détection du TPR devra également être déterminée en l'irradiant avec des sources de neutrons mono-énergétiques ou étendues de fluence déterminée.

Ce chapitre sur la caractérisation expérimentale du FastPixN permet de valider l'utilisation des capteurs FastPiXN pour le développement d'un prototype de Télescope à Protons de Recul pour la spectrométrie neutron auprès de l'accélérateur AMANDE. Les études expérimentales et par simulation ont permis de déterminer les caractéristiques

géométriques du TPR, les performances attendues, et de mettre au point l'algorithme de reconstruction des données avec, en particulier, la définition des coupures qui permettent de rejeter les événements de bruit de fond.

La seconde partie de cette thèse porte sur l'application de ce même type de spectromètre neutron pour la protonthérapie. L'objectif principal a été de déterminer les modifications nécessaires, tant de la géométrie du TPR que de l'algorithme de reconstruction de l'énergie, pour permettre la mesure du spectre neutron dans les conditions expérimentales d'une salle de traitement de protonthérapie. Nous avons également étudié la possibilité d'utiliser le TPR pour déterminer expérimentalement le meilleur modèle d'interaction nucléaire utilisé dans Geant4 pour la production de neutron en protonthérapie.

5. Protonthérapie

5.1. Introduction

La protonthérapie est une technique de radiothérapie visant à détruire les cellules cancéreuses en les irradiant avec un faisceau de protons, contrairement à la radiothérapie photon, qui utilise un faisceau de rayons X. La protonthérapie fait partie des techniques d'hadronthérapie, qui utilisent des ions (principalement H et C) pour détruire ces cellules. L'interaction des protons avec les tissus engendre la mutation ou la mort des cellules irradiées, principalement lors de l'irradiation directe de l'ADN. C'est une technique non-invasive, contrairement à l'ablation, et qui permet de cibler beaucoup plus précisément la tumeur que la chimiothérapique.

Actuellement, deux centres de protonthérapie sont en fonctionnement en France. Le centre de Protonthérapie d'Orsay (CPO) est le premier centre de protonthérapie français. Son cyclotron de 230 MeV a ouvert ses portes en 1991 pour le traitement des mélanomes de l'œil puis en 1993 des tumeurs crâniennes. Le centre Antoine Lacassagne de Nice (CAL) dispose actuellement d'un cyclotron de 65 MeV pour le traitement de l'œil et a acquis le premier synchrocyclotron supraconducteur du monde pour des protons de 230 MeV. Un troisième centre de protonthérapie équipé d'un cyclotron de 250 MeV est actuellement en cours de construction à Caen, en collaboration avec le GANIL, avec un démarrage prévu en 2019.

5.1.1. Avantages et inconvénients de la protonthérapie

La protonthérapie présente plusieurs avantages par rapport à la radiothérapie photon. Comme rappelé en section 3.3.3, les protons déposent la majorité de leur énergie en bout de parcours, ce qui permet d'épargner les tissus situés plus en profondeur et dans une certaine mesure ceux situés en amont. À l'inverse, l'énergie déposée par les photons diminue exponentiellement en fonction de la profondeur (figure 5.1).

L'irradiation du volume de la tumeur se fait par une série de pics de Bragg, correspondant à différentes énergies de protons, résultant en une dose en profondeur en forme de plateau, appelée Pic de Bragg Étalé (Spread Out Bragg Peak - SOBP) (figure 5.2). Du fait de leur masse, les protons sont également moins sensibles à la diffusion que les photons, ce qui permet de conformer plus précisément la dose à la tumeur (figure 5.3). Ceci est très important dans le cas de tumeurs situées près de zones sensibles comme les tumeurs oculaires ou intracrâniennes. La protonthérapie permet de réduire la dose (énergie déposée par unité de masse) totale délivrée dans le champ par rapport à la radiothérapie photon [LBG99], et donc le risque d'effets secondaires, en particulier les cancers radio-induits. Cet avantage est très important dans le cas de patients pédiatriques étant donné leur plus grande radiosensibilité

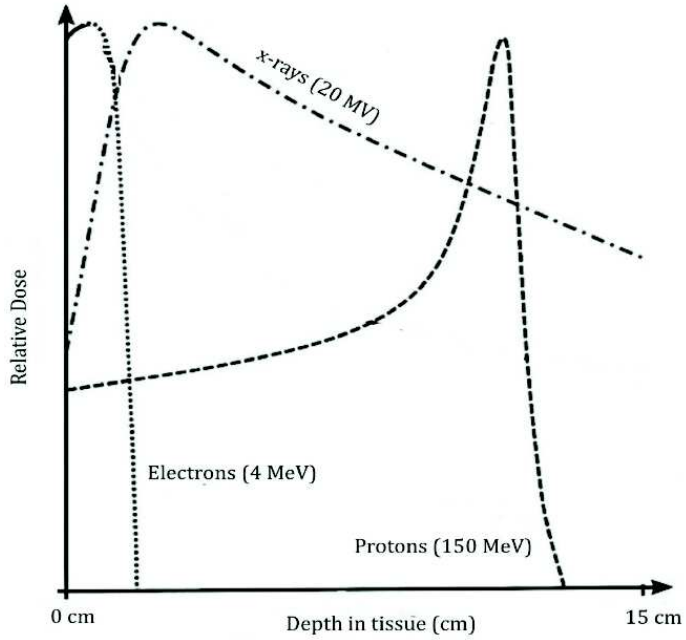


FIGURE 5.1. – Comparaison de la courbe de dose en profondeur pour un faisceau de rayons X de 20 MeV, d'électrons de 4 MeV et de protons de 150 MeV [Isl13]

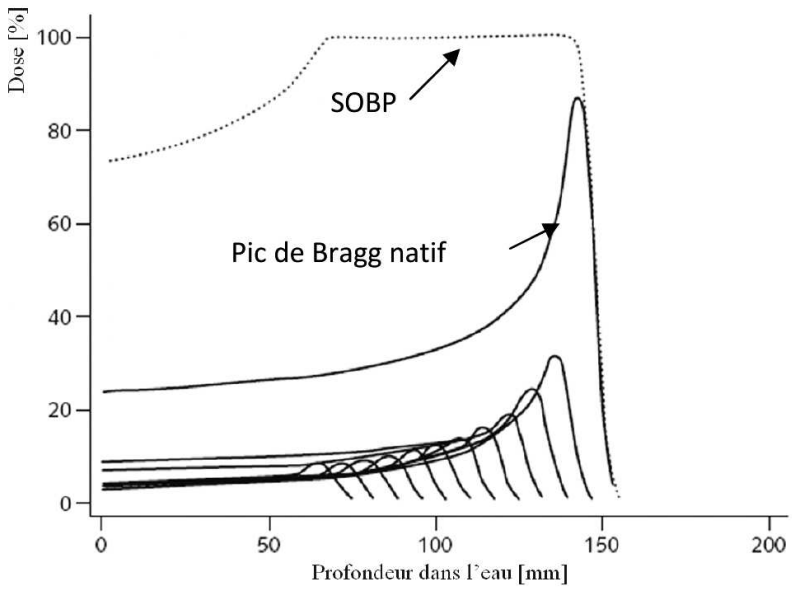


FIGURE 5.2. – Principe de formation du Pic de Bragg Étalé (SOBP) par la technique de diffusion passive : les courbes en trait plein représentent les différents pics de Bragg créés à différentes profondeurs par le modulateur. Le résultat de la somme de tous ces pics est présenté en pointillé [Say12]

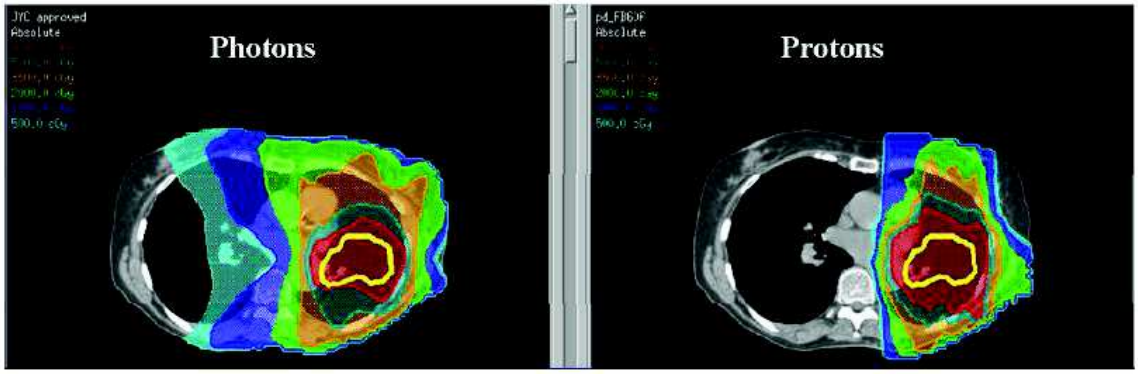


FIGURE 5.3. – Distribution de la dose pour l'irradiation d'un carcinome nasopharyngé par des photons (à gauche) et des protons (à droite) [TKBE08]

et leur plus grande espérance de vie après un traitement. Il faut cependant noter que les techniques avancées de radiothérapie photon, telles que la RadioThérapie à Modulation d'Intensité (IMRT) ou la Modulation d'intensité Volumétrique par ArcThérapie (VMAT) permettent elles aussi de réduire la dose aux tissus sains [AT11] [HBB14] . Pour les tumeurs profondes (>16 cm [Pag11]), les protons vont subir une dispersion angulaire et énergétique non négligeable, ce qui induit une capacité de conformation inférieure à la radiothérapie photon pour de telles tumeurs.

On peut comparer l'effet biologique induit par les protons à celui induit par les photons à l'aide d'une grandeur nommée Efficacité Biologique Relative (EBR). Cette grandeur correspond au rapport entre la dose de rayonnement γ émis par le ^{60}Co pour produire un effet biologique spécifique, à la dose d'un autre type de rayonnement susceptible de produire le même effet. Les protons génèrent un EBR de l'ordre de 1.1 dans la majorité des cas, ce qui veut dire qu'une dose proton plus faible peut être utilisée pour arriver au même résultat biologique. Néanmoins, l'EBR des protons dépend de plusieurs facteurs tels que l'énergie des protons, la dose déposée ou encore le type de cellules. Selon les études, les valeurs expérimentales trouvées pour le EBR varient largement et les incertitudes sont également grandes. Cela est dû notamment à l'incapacité actuelle de relier la dose physique aux effets biologiques. On sait néanmoins que les organes à renouvellement rapides, tels que l'épiderme, le poumon ou la moelle osseuse, sont moins sensibles à une augmentation de la dose de radiation que les organes à renouvellement plus lents, telle la moelle épinière, le cœur ou les reins. Une différence dans le EBR pourra donc avoir des effets très importants pour ces derniers. En effet, si un organe peut supporter 50 Gy en 25 fractions et que le plan de traitement prévoit une dose de 47 Gy avec un EBR de 1.1, un EBR de 1.25 causerait un dépassement de cette valeur limite. Actuellement, de nombreuses études existent sur le sujet [Jon17] [JMm18]. D'autres grandeurs d'intérêt, telles le produit LET×dose ou la Dose Biologiquement Équivalente, ont été proposées, mais aucun consensus n'a été actuellement atteint sur ce sujet.

Après la publication en 2006 d'un article de E.J. Hall [Hall06], expliquant que la dose hors-champ observée en protonthérapie était supérieure à celle observée en IMRT, une controverse s'est développée sur la comparaison entre la radiothérapie photon et la pro-

tonthérapie du point de vue de la dose hors-champ. De nombreux auteurs ont répondu concernant les limitations de l'article, notamment concernant le fait que la dose neutronique dépend grandement des paramètres d'irradiation, ce qui n'était pas pris en compte dans l'article de Hall. La controverse est à ce jour toujours ouverte, notamment à cause de la difficulté de mesurer avec précision la dose neutron. De nombreux articles ont été publiés sur la thématique à la suite de cette publication [ZFT08] [SYK09] [AT11] [KMY11] [HBB14] [SH15].

5.1.2. Histoire de la protonthérapie

La protonthérapie a été très tôt envisagée comme une méthode de traitement du cancer. En 1946, Robert R. Wilson publie un papier dans lequel il suggère l'utilisation de protons de haute énergie comme méthode de traitement [Wil46]. Le premier patient fut traité par protonthérapie en 1954 au cyclotron de Berkeley par E.O. et J.H Lawrence. Néanmoins, ce traitement n'était pas basé sur l'utilisation du pic de Bragg et utilisait un faisceau de proton de 340 MeV en tir croisé. La première utilisation du pic de Bragg eu lieu en 1960 avec des ions hélium. De l'autre côté de l'Atlantique, à Uppsala, en Suède, des patients furent traités à partir de 1957 avec un cyclotron de 185 MeV. Du fait de la faible énergie du faisceau, l'utilisation bascula vers le pic de Bragg beaucoup plus vite qu'à Berkeley. Là-bas eu lieu la première utilisation du pic de Bragg étendu pour le traitement. Le premier centre de protonthérapie ouvre ses portes en 1989 à Clatterbridge au Royaume-Uni avec un cyclotron de basse énergie pour le traitement de l'œil. En 1990, le centre de protonthérapie de Loma Linda en Californie est mis en service, avec un synchrotron qui permet l'irradiation d'autres parties du corps.

Historiquement, la protonthérapie est plus coûteuse d'un facteur 2 ou 3 par rapport à la radiothérapie. Les installations sont également beaucoup plus importantes en taille du fait de la nécessité d'accélérer les protons jusqu'à des hautes énergies pour ce type de traitement. Cela explique en partie le petit nombre de centres de protonthérapie existants (75 dans le monde) par rapport à l'omniprésence de la radiothérapie (99% des traitements). Néanmoins, avec les progrès technologiques, le coût et l'encombrement des accélérateurs de protons sont progressivement réduits et de nombreux de centres de protonthérapie sont actuellement en construction ($\approx$ 40).

5.2. Protonthérapie passive et active

On peut séparer la protonthérapie en deux types de techniques selon la méthode de conformation de la dose à la tumeur. On trouve d'un côté les techniques dites passives, qui utilisent des « filtres » et de l'autre, les techniques dites actives qui utilisent des champs magnétiques. Dans les deux cas, le choix de l'énergie du faisceau est effectué à l'aide d'une roue modulatrice dotée de plusieurs positions. Chaque position de la roue comporte deux éléments composés d'un matériau différent : un matériau léger permettant de sélectionner l'énergie du faisceau et un matériau lourd permettant d'homogénéiser la diffusion entre les différentes positions. Ce modulateur permet de réaliser le SOBP.

5.2.1. Protonthérapie passive

La technique de diffusion passive est actuellement la technique la plus utilisée dans les centres de protonthérapie. Le faisceau est mis en forme grâce à divers éléments présents le long de la ligne (diffuseurs, collimateurs et compensateurs).

La mise en forme latérale du faisceau est effectuée à l'aide d'un ou deux diffuseurs. Le premier est composé d'un matériau lourd, en général du plomb ou du tantale. Il permet de transformer la distribution de dose piquée en une distribution normale. Le second diffuseur est plus épais au centre qu'aux bords, ce qui permet d'augmenter la diffusion au centre et de générer une dose uniforme sur la largeur du faisceau dans les deux directions. La technique de simple diffusion utilise uniquement le premier diffuseur et irradie la tumeur avec la partie centrale de la distribution normale. Elle est limitée aux tumeurs de petites tailles. La technique de double diffusion (figure 5.4) utilise les deux diffuseurs et permet d'irradier des tumeurs de plus grande taille.

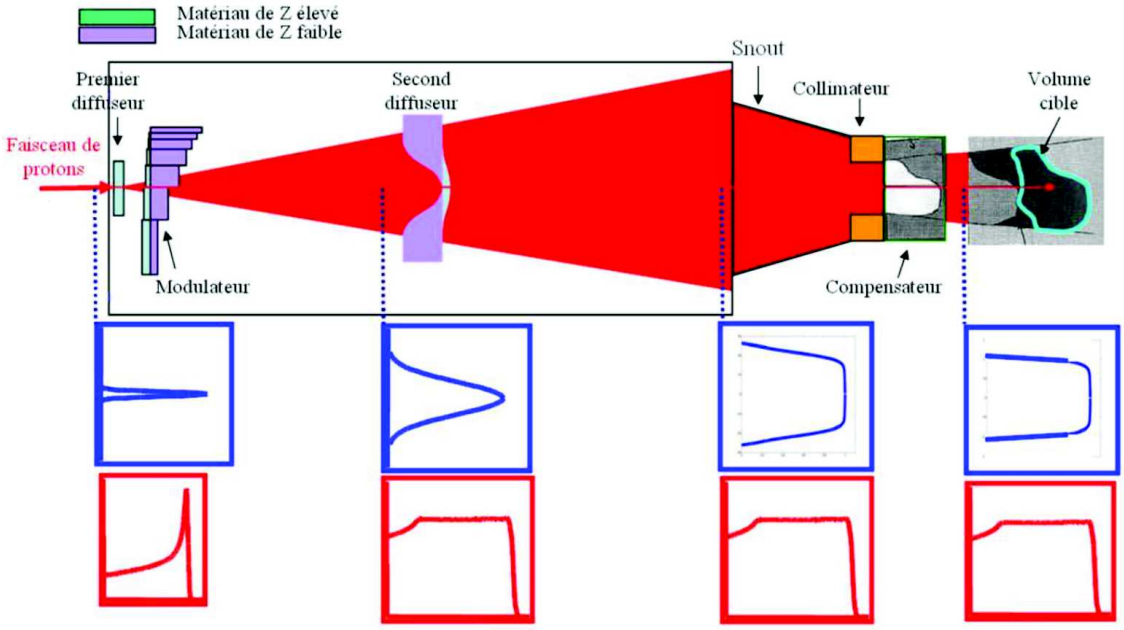


FIGURE 5.4. – Représentation du principe de la technique de diffusion passive double [Say12]. Les courbes en bleu et rouge indiquent respectivement la forme des profils latéraux et des distributions de doses en profondeur ainsi que leur modification par chaque composant de la ligne de traitement traversé

On trouve en bout de ligne le collimateur et le compensateur. Le collimateur conforme latéralement le faisceau à la tumeur en arrêtant les protons dans un matériau lourd, généralement du laiton ou du métal de Wood, alliage de bismuth, plomb, étain et cadmium. Le compensateur conforme le faisceau en profondeur en ralentissant une partie des protons dans un matériau léger, tels que la cire ou le PMMA.

La technique de diffusion passive présente deux principaux inconvénients. Premièrement, une grande quantité de neutrons secondaires est produite dans la ligne de faisceau,

principalement au niveau du collimateur. Ces neutrons vont ensuite irradier l'intégralité du corps du patient. Deuxièmement, le compensateur induit une dose plus importante en amont de la tumeur. En effet, il réduit le parcours des protons mais pas la longueur du SOBP, ce qui induit une irradiation par le SOBP en amont de la tumeur.

5.2.2. Protonthérapie active

La technique de protonthérapie active n'est utilisée que depuis une dizaine d'années. Elle consiste en la déviation d'un fin faisceau de protons à l'aide d'aimants. La tumeur est ainsi balayée couche par couche au fil du changement de l'énergie du faisceau. Néanmoins, cette technique induit une durée de traitement plus longue du fait du balayage.

5.2.2.1. Balayage par faisceau filiforme

La principale technique active utilisée est le balayage par faisceau filiforme (PBS). Elle utilise un faisceau dont l'énergie varie pendant le balayage, ce qui permet de conformer la dose à la tumeur en 3D de façon très précise (figure 5.5).

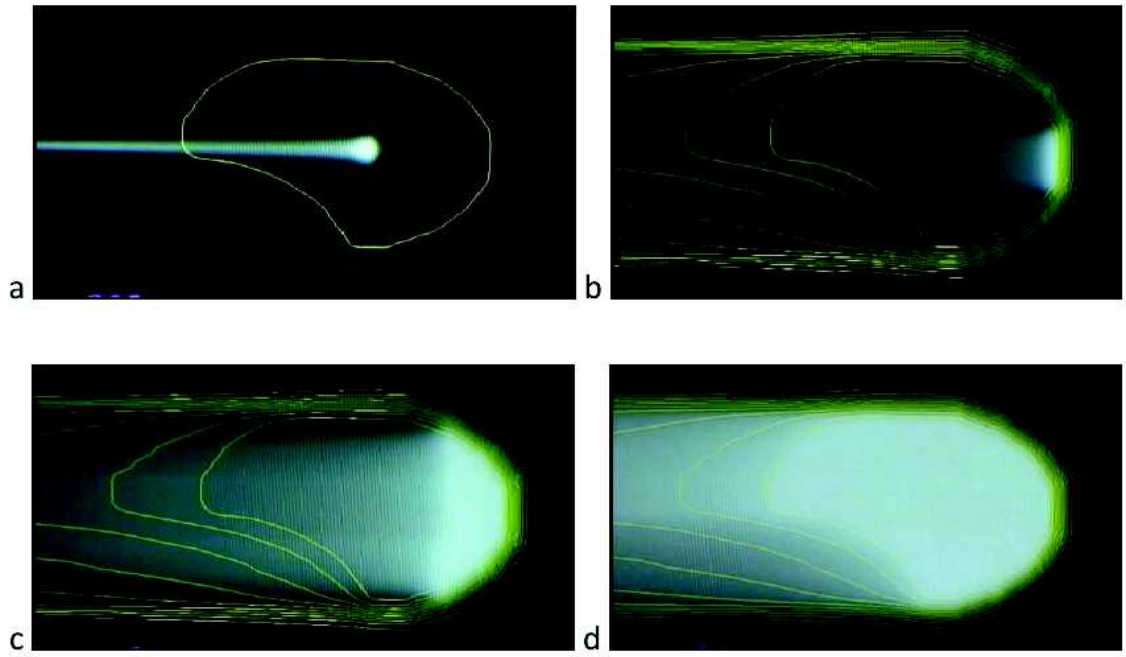


Figure 5.5. – a) Dose déposée par un seul faisceau et volume cible b) Dose déposée par les différents faisceaux de même énergie c) Dose déposée par des faisceaux de différentes énergies d) Dose totale [PSI]

Cette technique ne nécessite ni diffuseur, ni collimateur, ni compensateur sur le chemin du faisceau, ce qui réduit ainsi grandement la quantité de neutrons secondaires produits et engendre un débit de dose très élevé, permettant de limiter la dose délivrée en amont de la tumeur. La sensibilité aux mouvements du patients est cependant très élevée à

cause de la durée du traitement mais aussi du fort débit de dose, ce qui induit un risque d'irradiation aiguë des tissus sains autour de la tumeur. L'irradiation peut s'effectuer en continu (changement dynamique du champ magnétique) ou en point par point (le faisceau est arrêté le temps du changement de champ magnétique).

5.2.2.2. Balayage uniforme

Une autre technique utilisée est le balayage uniforme. Cette technique utilise un faisceau dont l'énergie est constante durant l'irradiation. Elle nécessite les mêmes filtres que les techniques passives à l'exception du second diffuseur. Elle permet néanmoins de mieux conformer la tumeur en profondeur que ces techniques.

5.2.2.3. Balayage par oscillation

La technique des oscillations se situe entre les techniques passives et actives. Il s'agit d'utiliser le champ magnétique pour balayer l'intégralité des filtres, ce qui permet de traiter des tumeurs de plus grandes tailles. Le système comprend ainsi des aimants pour le balayage, un diffuseur pour élargir le faisceau, et un filtre et un collimateur pour conformer le faisceau latéralement.

5.3. Dosimétrie

5.3.1. Calcul de la dose

5.3.1.1. Définition de la dose

La dose est définie comme la quantité d'énergie déposée par unité de masse. Elle permet d'évaluer l'énergie déposée dans un tissu biologique afin de prévoir les effets biologiques de l'irradiation. Elle est utilisée aussi bien à des fins de traitement, par exemple pour la planification des traitements en radiothérapie, qu'à des fins de prévention, par exemple dans le suivi des travailleurs exposés. Elle est à différencier du KERMA (Énergie Cinétique Libérée par Unité de Masse), qui est l'énergie transférée aux particules secondaires créées par les particules neutres, dont l'intégralité n'est pas forcement déposée dans le volume. La dose se mesure en gray (Gy) qui correspond à un joule déposé par kilogramme. On définit également le Transfert d'Énergie Linéique (LET), mesuré en keV/µm qui est la quantité d'énergie transférée par une particule par unité de longueur.

La dose équivalente, mesurée en sievert (Sv), est la dose pondérée par un facteur, w_r, permettant de prendre en compte la dangerosité du rayonnement incident. Ce facteur vaut 1 pour le photon et l'électron mais est beaucoup plus élevé pour les particules lourdes et les neutrons [CIPR103] (voir figure 5.9).

La dose efficace, également en sievert, est la dose équivalente pondérée par un facteur, w_t, permettant de prendre en compte la sensibilité aux radiations du tissu irradié. Il est compris entre 0.01, pour les organes peu sensibles tels que la peau, et 0.12, pour les organes très sensibles tels que le poumon [CIPR103].

5.3.1.2. Planification du traitement

La planification du traitement a pour but d'optimiser la distribution spatiale de la dose délivrée à la tumeur et de minimiser la dose délivrée hors de la tumeur, en particulier aux organes à risque. Pour cela, l'anatomie du patient est reconstituée à l'aide d'images scanner. La zone à irradier et les organes à risques sont ensuite identifiés et les contraintes de doses sont définies. Les points d'entrée des faisceaux sont choisis de manière à respecter le plus possible les contraintes de dose au volume cible et aux organes à risque, et les paramètres d'irradiations des faisceaux (énergie, géométrie, etc.) sont déterminés. La distribution de dose résultante est ensuite calculée par le Logiciel de Planification de Traitement (TPS) à l'aide d'un modèle de calcul de dose. Un fois le plan de traitement validé, le planning d'irradiation est établi et les collimateurs et compensateurs sont usinés.

5.3.1.3. Algorithmes de calcul de dose

Les trois types de modèles les plus utilisés en protonthérapie sont les suivants :

Tracé de rayons : cette méthode est la plus simple mais la moins précise. Elle considère que les protons se propagent en ligne droite sans diffuser à partir d'une source ponctuelle. La pénombre latérale prend en compte la diffusion par la ligne de faisceau, le compensateur et le patient. Ce modèle ne prenant pas en compte la diffusion, il ne permet pas une estimation précise de la distribution de dose à cause de l'hétérogénéité du corps humain. Il est néanmoins encore utilisé, notamment dans les TPS PROXELPLAN [SJS99], qui était utilisé à Heidelberg, et ISOGray [1], utilisé à Orsay.

Méthode des mini-faisceaux : cette méthode divise le faisceau en plusieurs faisceaux fins, occupant tout l'espace occupé par celui-ci, qui permettent de modéliser tous ses degrés de liberté. Chaque mini-faisceau interagit avec une *dalle* de corps-humain composée des matériaux traversés par celui-ci. Cela permet une bonne approximation, à condition que les mini-faisceaux soient suffisamment fins pour ne pas rencontrer une zone composée latéralement de deux matériaux différents. La diffusion du faisceau est prise en compte par la diffusion des mini-faisceaux. Finalement, la distribution de dose est la somme de la contribution de tous les mini-faisceaux. L'évolution de la distribution spatiale et angulaire des protons est basée sur la théorie de Fermi-Eyges [Eyg48] et l'approximation de Highland [Hig75]. Un *halo* composé des protons diffusés à haut angle est également ajouté à l'aide d'une paramétrisation dépendante de la profondeur et de la distance au mini-faisceau. Les protons sont propagés d'interaction en interaction en sélectionnant s'il s'agit d'une diffusion à petit ou à grand angle et l'angle de diffusion. Ce modèle donne de meilleurs résultats que le tracé de rayons grâce à la prise en compte de la diffusion multiple et des hétérogénéités. C'est le modèle le plus utilisé actuellement. Deux exemples de TPS utilisant cet algorithme sont les logiciel ISOGray (choix entre tracé de rayon et mini-faisceaux), utilisé par exemple à Orsay, et XiO [2], utilisé par exemple à Trente.

1. https://www.dosisoft.com/products/isogray/
2. https://www.elekta.com/software-solutions/treatment-management/external-beam-planning/xio.html

Méthode Monte-Carlo : cette méthode est celle qui permet l'estimation la plus précise de la dose puisque les protons sont suivis individuellement dans le patient et éventuellement dans la ligne de faisceau. Elle prend également en compte tous les types d'interactions, notamment les interactions nucléaires qui produisent les particules secondaires à haut EBR. Néanmoins, pour obtenir une précision suffisante, plusieurs millions de particules doivent être suivies, ce qui entraîne une augmentation significative du temps de calcul qui limite encore aujourd'hui l'utilisation en routine clinique. Par exemple, dans les cas d'une simulation comprenant la ligne de faisceau en protonthérapie passive, environ 25 millions de protons sont nécessaires pour obtenir une précision de l'ordre de 2% sur la dose à la cible, ce qui correspond à environ 1000 h de calcul. Néanmoins, plusieurs techniques existent pour accélérer les simulations [JP04] [YRT08] et des logiciels spécifiques sont en développement [FS04] [KTS03] [TLS05], dont certains basés sur des logiciels déjà existant, comme les TPS des centres de Rome [Bas10] et de Pavie [MBS] qui utilisent des simulations FLUKA.

5.3.1.4. Prise en compte des neutrons

Aucun des logiciels présentées en section 5.3.1.3 ne prend en compte les neutrons secondaires car ils déposent leur énergie assez loin du volume cible. Néanmoins, plusieurs centres ont développé leur propre TPS pour prendre en compte la dose neutron. Le TPS de l'Institut Paul Scherrer [SHL16] [SHB16], basé sur la méthode des mini-faisceaux, a par exemple été modifié afin d'inclure une dose neutron fonction de la dose déposée par les mini-faisceaux en chaque point, ainsi qu'une estimation de l'EBR des neutrons. Cette paramétrisation a pour base une série de simulation Monte-Carlo Geant4 de la distribution de dose 3D et de l'énergie des neutrons, et des simulations PHITS pour le calcul de l'EBR. Ce TPS permet ainsi une estimation de la dose neutron déposée, ce qui n'est pas le cas pour la majorité des TPS utilisés en protonthérapie. La validité de ces résultats dépend néanmoins de celle des modèles d'interaction nucléaire utilisés pour les simulations, qui reste à vérifier pour cette application.

5.3.2. Dose au volume cible

La dose primaire est générée par les protons du faisceau. Elle est délivrée de la manière la plus précise possible à l'intérieur du volume cible.

En profondeur, on caractérise une distribution de dose à l'aide de trois paramètres (figure 5.6) :

La profondeur de pénétration : (d_{90}) est définie comme la profondeur où est déposée 90% de la valeur maximale de la dose

La pénombre distale : (DDF) est définie comme la distance sur laquelle la dose décroit de 80 à 20% de sa valeur maximale

La largeur de modulation : (m_{90}) est définie par la distance sur laquelle la dose est supérieure à 90% de la dose maximale

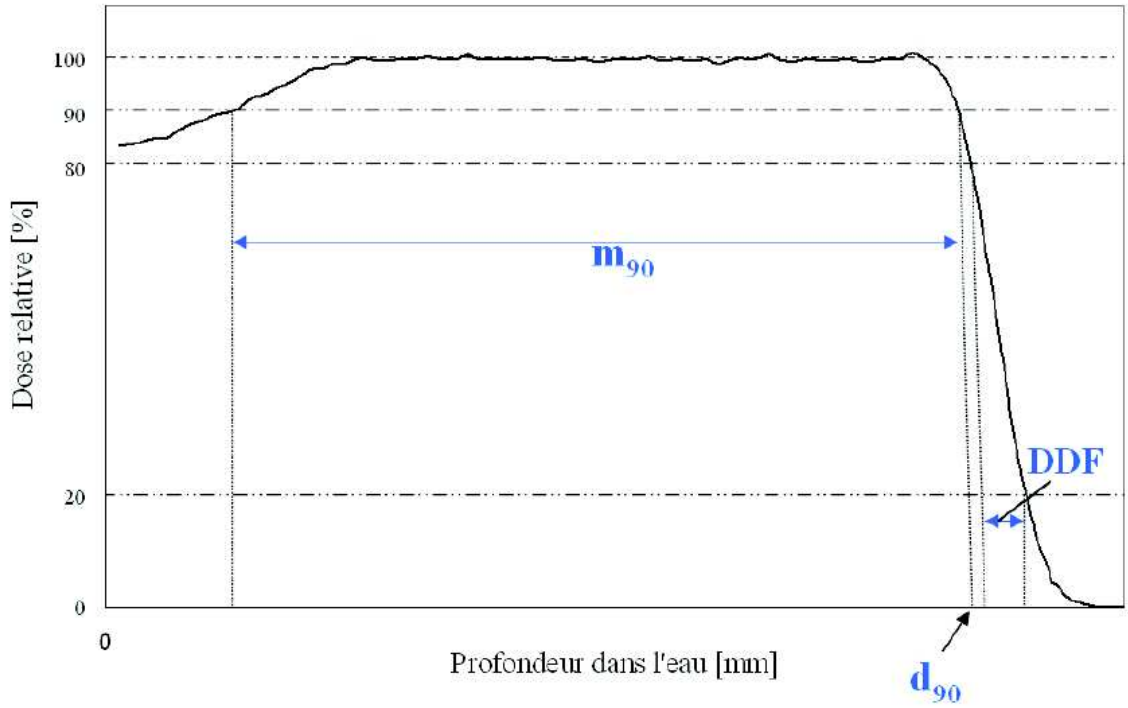


FIGURE 5.6. – Profil de dose en profondeur avec ses paramètres caractéristiques [Say12]

Le profil de dose latéral est caractérisé par deux paramètres (figure 5.7) :

La pénombre latérale : est définie de la même façon que la DDF mais perpendiculairement à l'axe du faisceau.

La taille du champ : est définie comme la distance sur laquelle la dose est supérieure à 50% de la dose maximale

5.3.3. Dose périphérique

La dose périphérique est la dose délivrée hors du volume cible, ce qui pose des problèmes de potentiels effets secondaires, dont le risque de cancers radio-induits. Les rayonnements secondaires produits en salle de protonthérapie sont des noyaux légers, des neutrons et des photons. Proche de la tumeur, le champ secondaire est constitué de l'ensemble de ces particules (voir figure 5.8a). Cependant, les particules chargées ont un parcours limité. Ainsi, à grande distance de la tumeur, seuls les neutrons secondaires et les photons sont susceptibles de déposer de la dose (voir figure 5.8b).

La dose secondaire délivrée par les particules chargées est principalement due à des protons secondaires. Ils représentent en effet une dose égale à 8% de la dose au pic de Bragg, contre seulement 0.5% pour les α (et encore moins pour les autres particules chargées).

La dose due aux neutrons peut être divisée en deux types. Les neutrons internes sont les neutrons produits à l'intérieur du corps du patient par interaction des protons avec les

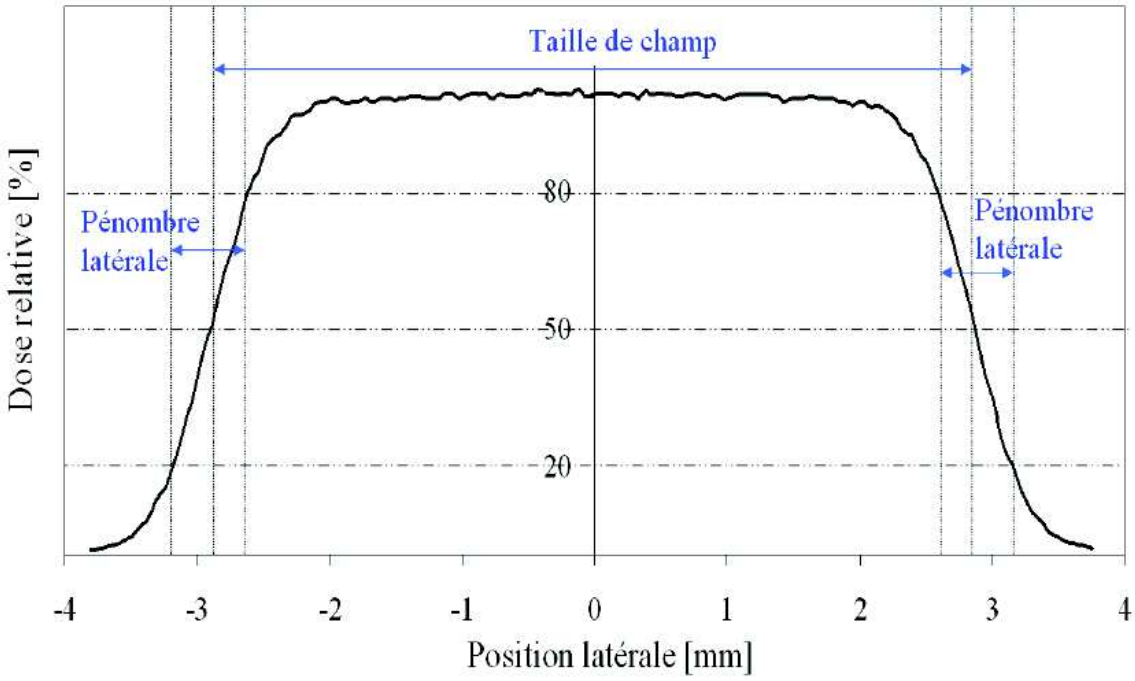
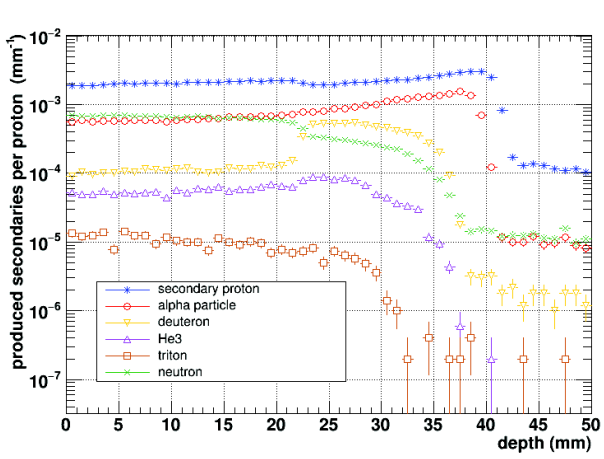
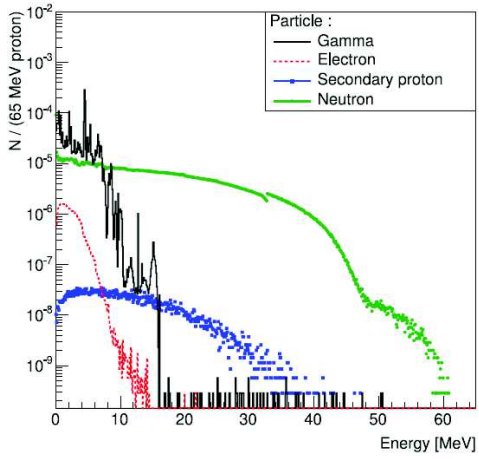


FIGURE 5.7. – Profil de dose latéral avec ses paramètres caractéristiques [Say12]



(a) Particule secondaires produites par un faisceau de proton de 70 MeV [Kel17]



(b) Simulation de la distribution des particules secondaires émergeant d'un cube de PMMA de 8 cm irradié par un faisceau de protons de 65 MeV [AHH18]

FIGURE 5.8.

constituants des tissus, principalement les noyaux de carbone (environ 80% de la production de neutrons). Les principales réactions de production des neutrons dans le corps humain peuvent être trouvées dans la Table 5.1. Dans le cas de la diffusion passive et du balayage

Réaction	**Q (MeV)**
Corps humain (neutrons internes)	
$p + {}^{12}C \rightarrow n + p + {}^{11}C$	-25
$p + {}^{12}C \rightarrow n + 2p + {}^{10}B$	-34
Accélérateur (neutrons externes)	
$n + {}^{181}Ta \rightarrow 2n + {}^{180}Ta$	-7
$p + {}^{12}C \rightarrow n + 2p + {}^{10}B$	-34
$p + {}^{63}Cu \rightarrow 2n + 2p + {}^{60}Ni$	-32
$n + {}^{208}Pb \rightarrow 2n + {}^{207}Pb$	-5

Table 5.1. – Réactions principales produisant des neutrons dans le corps humain et l'accélérateur

uniforme vient s'ajouter une dose non négligeable due aux neutrons externes qui sont produits dans la ligne de faisceau par interaction des protons avec les différents filtres, notamment avec le modulateur (entre 50% [ZFT08] et 90% [YTK02] en double diffusion) à cause de sa grande épaisseur, et le collimateur (entre 5% [KCS13] et 60% [SKL10] en passif, et entre 30 et 60% en actif [HAF10]). Les neutrons internes et externes peuvent également interagir avec les divers éléments de la salle de traitement pour produire des neutrons supplémentaires, principalement des neutrons thermiques. Dans les deux cas, les neutrons sont créés principalement par réaction de spallation (voir section 1.1.3.3).

Les neutrons sont les principaux contributeurs à la dose secondaire. En diffusion passive, ils contribuent jusqu'à 85 à 90% de la dose hors-champ (voir Table 5.2). Pour les techniques actives, les neutrons sont moins susceptibles d'être produits du fait de la plus faible section efficace de production des noyaux légers composant le corps humain par rapport aux noyaux lourds composant l'accélérateur ($\approx$ 0.3 b contre 1 à 2 b). Ils contribuent néanmoins, dans la plupart des cas, à la majorité de la dose hors-champ. Les neutrons rapides sont ceux qui contribuent le plus à la dose à cause de leur facteur de pondération radiologique élevé [CIPR103] [HBI15] [TME17].

Les photons sont principalement générés par la désexcitation des noyaux ayant subi des interactions nucléaires avec les neutrons. Ils contribuent entre 2 et 15% de la dose due aux particules neutres selon l'énergie du faisceau et la distance par rapport à l'isocentre. La dose due aux photons est, dans la majorité des cas, inférieure à celle due aux neutrons. Elle représente entre 5 et 25% de la dose hors-champ totale pour les techniques passives [Say12] [ABC98] et entre 25 et 60% pour les techniques actives [TFT06] pour lesquelles les neutrons et les photons sont uniquement créés dans le corps du patient. Il a également été observé une dépendance à l'énergie du faisceau de proton avec une contribution en

Organe	Dose due aux photons (μGy/Gy)	Dose due aux neutrons (μGy/Gy)	Organe	Dose due aux photons (μGy/Gy)	Dose due aux neutrons (μGy/Gy)
Thyroïde	29	255	Larynx	31	245
Œsophage	28	208	Cœur	25	177
Estomac	20	135	Reins	18	110
Pancréas	19	111	Colon	15	105
Utérus	13	72	Ovaires	14	75

Table 5.2. – Comparaison entre les doses dues aux photons et celles dues aux neutrons secondaires reçues par quelques organes du fantôme UFH05F pour une irradiation du cerveau par un faisceau de proton de 178 MeV en diffusion passive. Les doses sont normalisées par dose thérapeutique et sont moyennées sur les cinq champs de traitement [Say12]

moyenne 5 fois plus élevée pour des protons de 250 MeV par rapport à des protons de 178 MeV pour une irradiation passive.

Il existe également des rayonnements dits "résiduels" qui sont dus à la désintégration où à la désexcitation de noyaux ou d'états dotés d'une durée de vie supérieure à la durée du traitement. Ce type de rayonnement est hors du cadre de cette thèse mais pose néanmoins la question de la radioprotection du personnel et du démantèlement des accélérateurs. Il s'agit principalement d'élément créés par activation du collimateur (^{61}Cu, ^{64}Cu, ^{57}Co, ^{58}Co, ^{52}Mn, ^{51}Cr et ^{7}Be). En pratique, afin de minimiser l'exposition du personnel et du public aux rayonnements secondaires, les salles de protonthérapie sont dotées de murs spécialement adaptés pour arrêter ou atténuer le flux de particules secondaires.

5.4. Neutrons secondaires en protonthérapie

Les neutrons sont les principales particules secondaires émises en protonthérapie. Ils contribuent de manière importante à la dose déposée hors du volume cible, augmentant ainsi le risque de cancers radio-induits.

Du fait de leur facteur de pondération radiologique élevé (voir figure 5.9), la dose neutron est un paramètre important à estimer lors d'un traitement en protonthérapie.

Une synthèse de la littérature montre que la dose neutron délivrée pour un traitement complet s'étend sur un très large intervalle (entre 1 mSv et 1 Sv, soit trois ordres de grandeur). Il a été montré que cette dose dépend grandement de la méthode de traitement et d'autres paramètres comme l'énergie du faisceau, la distance à l'isocentre ou encore l'angle par rapport au faisceau [Pag11]. Comme le facteur de pondération radiologique, et donc l'effet biologique, des neutrons dépend de leur énergie, qui s'étend des thermiques jusqu'à quelques centaines de MeV, la connaissance du spectre neutronique est indispensable à un

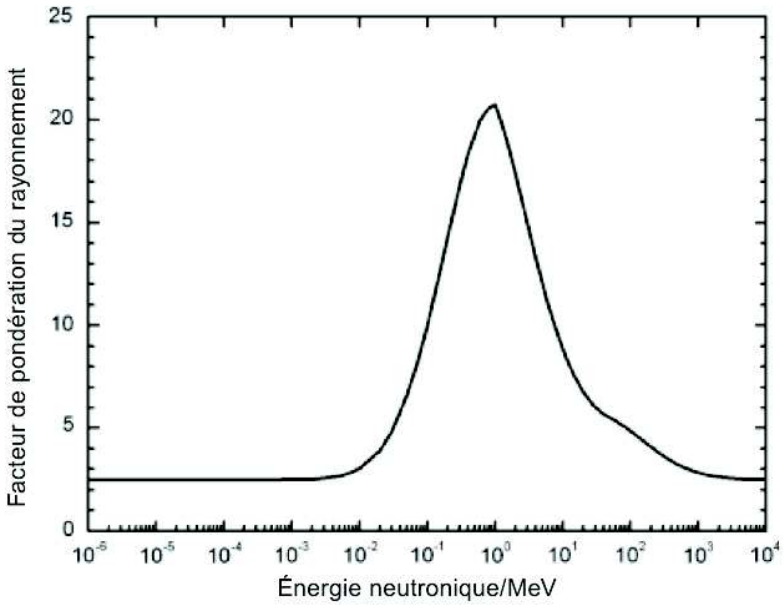


FIGURE 5.9. – Facteur de pondération pour les rayonnements w_R pour les neutrons en fonction de l'énergie neutronique [CIPR103]

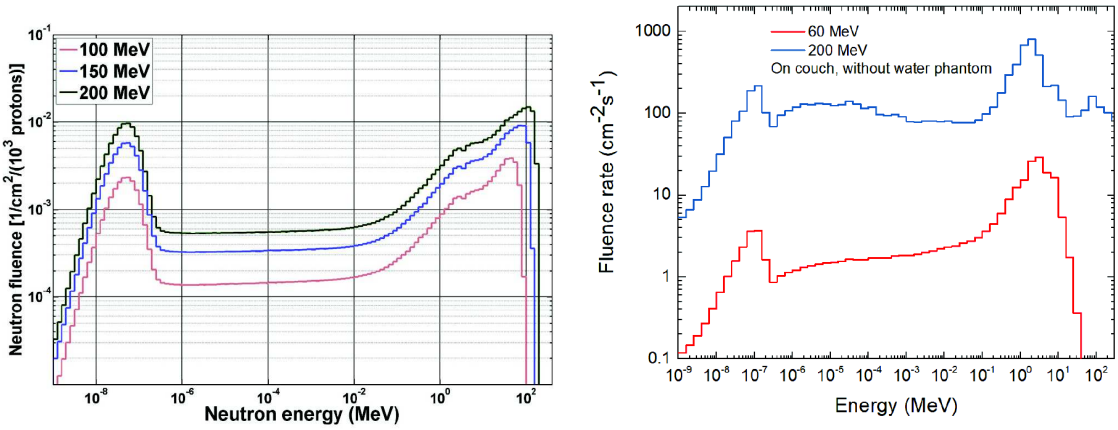
calcul précis de la dose équivalente neutron. Ce spectre peut être obtenu expérimentalement ou par simulation Monte Carlo.

5.4.1. Dépendances du spectre neutron

Comme mentionné auparavant, le spectre neutron dépend de multiples paramètres. Plusieurs études ont déjà été menées sur le sujet par différentes équipes au niveau international. Les principaux résultats issus de ces études sont présentés dans les sections suivantes.

5.4.1.1. Dépendance à l'énergie du faisceau

La dépendance du spectre neutron à l'énergie du faisceau a été étudiée dans de nombreuses publications[IZC17] [TME17] [AM17] [SVV18]. Le spectre neutron est généralement constitué de trois pics : un pic juste en dessous de l'énergie du faisceau dû aux neutrons produits par la cascade intranucléaire, un pic aux alentours d'1 MeV dû aux neutrons d'évaporation et un pic thermique dû à la thermalisation des neutrons rapides. L'énergie du pic à haute énergie augmente avec l'énergie du faisceau comme on peut le voir sur la figure 5.10. On observe également une augmentation globale de la fluence et donc de la dose lorsque l'énergie augmente. Cela est dû à la plus grande quantité de neutrons émis par la cascade intranucléaire et par évaporation.



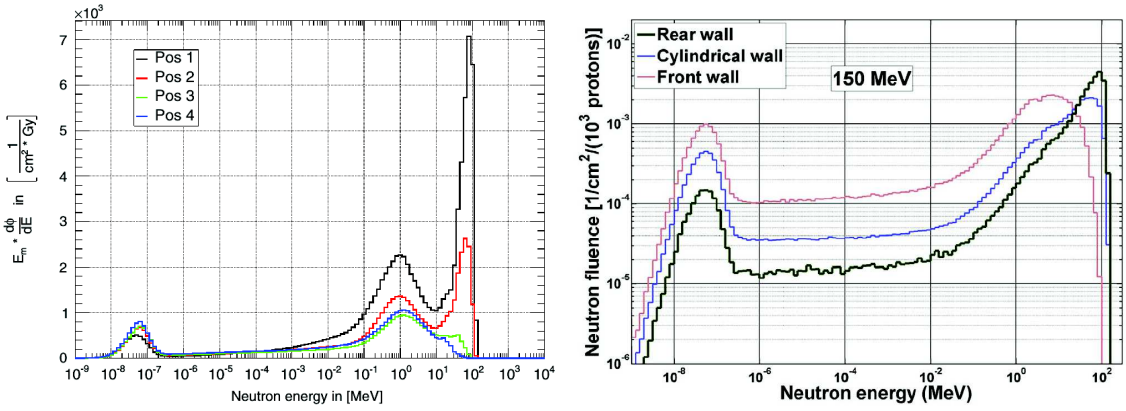
(a) Spectre neutron normalisé pour 10^3 protons de 100, 150 et 200 MeV envoyés sur un fantôme NYLON 6 de ∅25.5 × 31 cm [SVV18]

(b) Spectre des neutrons externes pour deux énergies proton (60 et 200 MeV) à 1 m de l'isocentre en l'absence de fantôme [AM17]

FIGURE 5.10.

5.4.1.2. Dépendance angulaire

La dépendance du spectre neutron en fonction de l'angle par rapport au faisceau a également été étudiée en détails [YTK02] [RASB12] [dSH15] [Bon16] [LLC17] [TME17] [SVV18]. On observe que le pic neutron se situe à plus haute énergie à plus bas angle (voir figures 5.11 a) et b)) avec une disparition du pic rapide pour les angles supérieurs à 90°. Cela est dû au fait que les protons de haute énergie sont émis préférentiellement vers l'avant contrairement aux neutrons d'évaporation qui sont émis de façon isotrope.



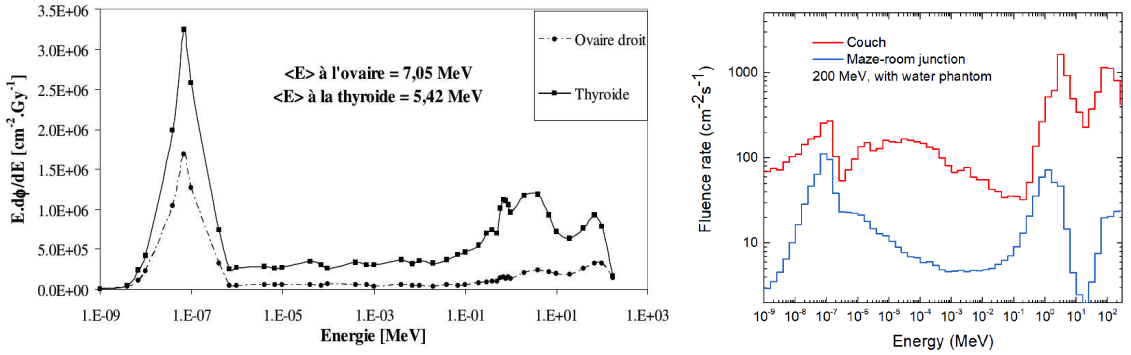
(a) Spectre neutron déconvolué pour des protons de 140 MeV à 0, 45, 90 et 135° [TME17]. Toutes les valeurs sont normalisées par Gy de traitement

(b) Spectre neutron moyenné pour les neutrons quittant un fantôme NYLON 6 de ∅25.5 × 31 cm selon ses trois surfaces : face arrière (0°), cotés (90°) et face avant (180°), normalisé pour 10^3 protons de 150 MeV [SVV18]

FIGURE 5.11.

5.4.1.3. Dépendance à la distance

La dépendance du spectre neutron en fonction de la distance a donné lieu à de nombreuses publications que ce soit avec ou sans fantôme [YTK02] [Say12] [ICZ13] [HBI15] [Isl13] [AM17] [IZC17]. On observe que la fluence neutron diminue logiquement avec la distance (voir figures 5.12). On observe également une influence plus importante des neutrons de haute énergie à faible distance et une influence plus importante des neutrons thermiques à grande distance. Cela est dû, dans le premier cas, à la directionnalité des neutrons rapides qui limite leur incidence loin du volume cible, et, dans le second cas, à la proximité des murs de la salle qui sont une source importante de neutrons thermiques.



(a) Spectres des neutrons normalisés par Gy déposé au plateau du SOBP, et calculés à la position de la thyroïde et de l'ovaire droit dans un fantôme Rando [Say12] pour des protons de 178.16 MeV irradiant le crâne. Les énergies moyennes des spectres sont indiquées sur la figure

(b) Spectre des neutrons secondaires en deux positions : sur la table à 1 m de l'isocentre et dans la chicane [AM17]. Les neutrons sont produits par l'irradiation d'un fantôme d'eau par des protons de 200 MeV

FIGURE 5.12.

5.4.1.4. Autres paramètres

D'autres paramètres peuvent également avoir un effet sur le spectre neutron comme la technique d'irradiation et la marque de l'accélérateur qui influent sur les éléments présents dans la ligne de faisceau, l'incidence de traitement qui influe sur la profondeur de corps traversée [Bon16], ainsi que la morphologie du patient [Say12] et la présence éventuelle d'une prothèse, qui influent sur la modération et la production des neutrons internes.

On observe finalement une forte dépendance du spectre neutron aux différents paramètres de l'irradiation. Ceux-ci modifient aussi bien la fluence totale que la position du pic à haute énergie ou encore la fluence relative des pics thermiques, d'évaporation et à haute énergie. Pour cette raison, il est impossible d'établir un spectre neutron « standard » pouvant être utilisé pour estimer la dose neutron pour tous les traitements. De plus, au cours d'un traitement, l'énergie du faisceau est amenée à varier et l'angle d'irradiation peut également être modifié.

Il apparaît donc important de pouvoir estimer le spectre neutron produit lors de chaque traitement, voire lors des différentes phases du traitement, afin de permettre un calcul de la dose neutron le plus précis possible. Une première possibilité est d'utiliser une simulation Monte-Carlo de la ligne de faisceau et du plan de traitement pour calculer le ou les spectres neutrons correspondants. Cependant, le nombre de paramètres dont dépend le spectre rend difficilement envisageable la reproduction précise du spectre neutron par simulation, sans validation expérimentale. L'autre solution consiste à utiliser un spectromètre neutron capable d'effectuer des mesures systématiques en salle de protonthérapie. Il est nécessaire pour cela disposer d'un spectromètre compact permettant une mesure rapide et une reconstruction du spectre en temps réel dans un environnement contenant un haut flux de neutrons.

5.5. Spectrométrie neutron en protonthérapie

5.5.1. Système de Sphères de Bonner

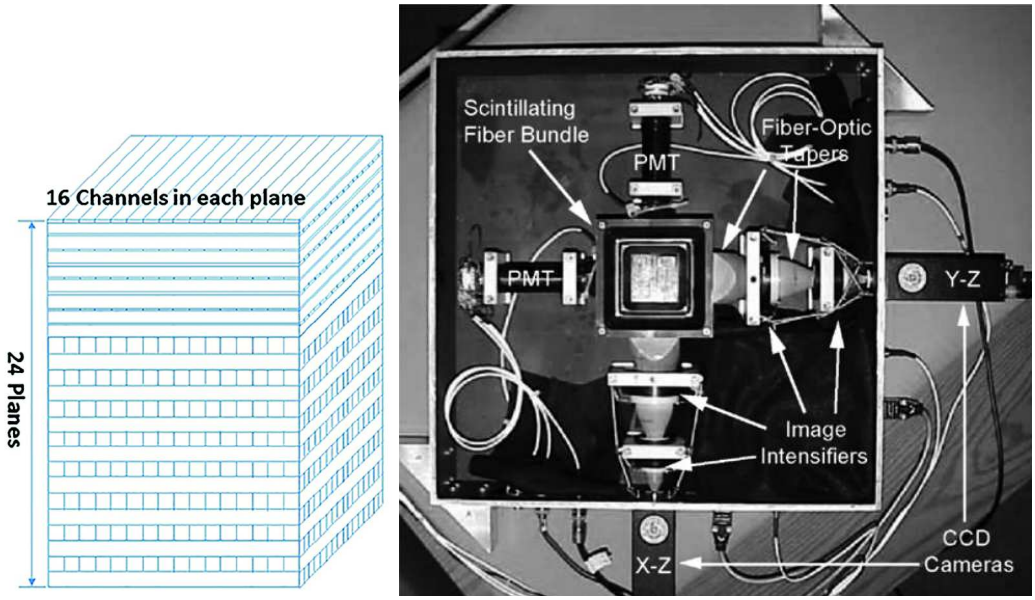
La référence actuelle pour la mesure de l'énergie des neutrons en protonthérapie est le Système de Sphères de Bonner qui a été utilisé et étudié à de nombreuses reprises dans la littérature [YTK02] [Mar09] [Say12] [dSH15] [HBI15] [Bon16] [TME17] [SVV18]. Il permet de reconstruire l'ensemble du spectre neutron et possède une bonne efficacité de détection. Néanmoins, au-delà du problème de l'impossibilité du traitement du signal en temps réel dû à la procédure de déconvolution, d'autres limitations du BSS le rendent difficilement utilisable pour la mesure systématique du spectre neutron en protonthérapie. En effet, le BSS peut être utilisé de deux manières. Soit la mesure est effectuée avec toutes les sphères en même temps, ce qui empêche de mesurer le spectre en un point et nécessite autant de détecteurs que de sphères, soit les sphères peuvent être utilisées une par une, ce qui allonge la durée de la mesure. Cela rend le BSS difficile d'utilisation pour les études multi-paramètres. De plus, il a été montré que le BSS est typiquement limité à une fluence d'environ 4×10^4 n/cm^2/s [FMS14] (voir Annexe E), ce qui est inférieur par deux ordres de grandeurs aux 6×10^6 n/cm^2/s qui peuvent être trouvés en salle de traitement [Pag11]. L'irradiation doit être ainsi réalisée à flux réduit, et les sphères doivent être placées dans la chicane, afin de limiter le flux neutron [Say12]. Le BSS ne peut ainsi pas être utilisé en conditions cliniques de traitement.

D'autres spectromètres neutrons sont actuellement en cours de conception, que ce soit des détecteurs à fibres scintillantes, des télescopes à protons de recul ou encore des détecteurs à scintillateurs plastiques. Le défi principal auquel sont confrontés tous ces dispositifs est le haut flux de neutrons présent en salle de traitement.

5.5.1.1. Les spectromètres à fibres scintillantes

Le détecteur de Zeng et al [ZSZ17] prend le parti de combiner des fibres de différentes tailles afin de diminuer la limite basse de détection en énergie. Le détecteur est composé de 4 couches de 16×16 fibres de 0.5 mm pour détecter les neutrons au-delà de 10 MeV et de 12 couches de fibres de 3 mm pour détecter les neutrons au-delà de 30 MeV. Le

système considère pour le moment la mesure de neutrons d'incidence nulle subissant une unique diffusion élastique. La résolution en énergie est stable sur [10, 100] MeV (≈ 30%) et l'efficacité atteint un maximum de 0.0068 à 50 MeV. Expérimentalement, la résolution en énergie mesurée à 14 MeV est de 41% et l'efficacité 0.001. Un second prototype a été construit et présenté dans [SZW17] et [SZW18]. Ses 8 premières couches sont composées de fibres de 0.5 mm séparées verticalement de 2.5 mm et les 16 couches suivantes sont composées de fibres de 3 mm (figure 5.13a). Cela porte l'épaisseur du prototype à 72 mm. Les fibres sont lues par six PSPMTs multiplexés à 16-pour-1. Ce nouveau prototype atteint une efficacité expérimentale de 1.1×10^{-3} et une résolution de 31% à 14 MeV [SZW17] et 39.1% à 21.264 MeV [SZW18]. Il est capable de mesurer 10^5 coups/s, soit environ 4×10^6 n/cm^2/s.



(a) Structure du réseau de fibre scintillante utilisé pour le détecteur [SZW18]

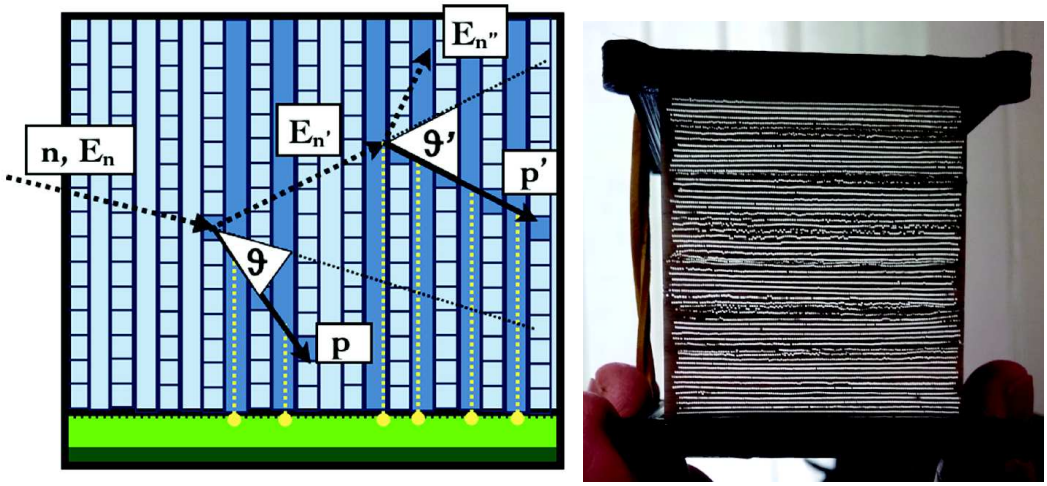
(b) Photo du SONTRAC ouvert [MMMc03]

Figure 5.13.

Le projet SONTRAC est un autre exemple de détecteur à fibre scintillantes 3D. Ce spectromètre a pour but de mesurer une double diffusion élastique du neutron à l'aide d'un réseau de fibres scintillantes de 250 µm lues par deux caméras CCD. Cela lui permet d'obtenir à la fois l'énergie des neutrons mais également leur direction. Il est capable de mesurer des neutrons entre 20 et 250 MeV avec un détecteur de $5 \times 5 \times 5$ cm^3. Les fibres scintillantes sont utilisées à la fois comme convertisseurs et comme détecteurs de particules chargées. La taille des fibres a été choisie pour avoir plusieurs fibres touchées pour un proton de 10 MeV. Un premier prototype à deux dimensions avait été testé dans [RCH99] et le détecteur complet (figure 5.13b) a été testé avec des protons dans [MMMc03] avec une résolution inférieure à 5% sur l'énergie et l'angle d'émission. Ce détecteur utilisant des CCD lus à une fréquence de 20 Hz, il est limité à une fluence de l'ordre de 100 n.cm^{-2}.s^{-1}.

Le détecteur MONDO est le successeur de SONTRAC appliqué à la protonthérapie [VBP16]. D'après [MGM17], il sera capable de mesurer des neutrons avec une énergie

comprise entre 20 et 400 MeV avec un détecteur de $10 \times 10 \times 20\,\mathrm{cm}^3$. La taille totale du détecteur résulte d'un compromis entre un encombrement minimal et une capacité à mesurer la double diffusion élastique de neutrons entre 20 et 400 MeV, qui ont un libre parcours moyen de 10 et 100 cm respectivement. La taille des fibres a été choisie pour avoir au moins trois fibres touchées dans chaque direction pour un proton de 15 MeV, dont le parcours est 1.5 mm (figure 5.14a). L'efficacité de détection du détecteur a été estimée à 8×10^{-3} à 100 MeV avec un maximum à 200 MeV. La résolution attendue est de 4% à 35 MeV. Un prototype de MONDO baptisé PENELOPE est actuellement en cours de test avec un système de lecture par SPADs (Diode à Avalanche à Photon Unique) baptisé SBAM (SPAD-based Acquisition readout for Mondo experiment) [MBG17] [MGM17-2] [TBG18] (figure 5.14b).



(a) Vue latérale du dispositif de mesure de la trajectoire des neutrons développé dans le cadre du projet MONDO [MGM17]. Une double diffusion d'un neutron est représentée

(b) Photo du prototype PENELOPE [TBG18]

Figure 5.14.

5.5.2. Les spectromètres à scintillateur plastique

Au-delà du BSS à haute énergie (voir section 2.3.2), d'autres systèmes envisagent la mesure de neutrons de haute énergie à l'aide d'une procédure de déconvolution. En s'affranchissant des contraintes des scintillateurs liquides organiques (toxiques, inflammables, etc.), les systèmes à scintillateurs plastiques permettraient de mesurer le spectre des neutrons secondaires entre 10 et 100 MeV en salle de protonthérapie. Avec un système de Discrimination par Forme d'Impulsion (PSD), ces systèmes parviennent à mesurer séparément les γ des neutrons avec un taux de l'ordre 10^5 n/cm^2/s [BCS15] [CKS17]. Néanmoins, une véritable mesure du spectre en salle de traitement reste encore à être effectuée.

5.5.3. Les télescopes à protons de recul

Le Télescope à Protons de Recul Sensible à la Position (PSPRT) [MBK02] utilise des scintillateurs plastiques combinés à des PhotoMulTiplicateurs Sensibles à la Position (PS-PMT) pour mesurer l'énergie et l'angle d'émission des protons de recul. Le neutron est converti dans le premier scintillateur où le proton dépose une partie de son énergie en produisant de la lumière de scintillation. Il traverse ensuite le spectromètre pour pénétrer dans le second scintillateur où il dépose le reste de son énergie (figure 5.15). La position de création et de détection du proton est déterminée avec une précision de 0.3 mm par les PS-PMT. Expérimentalement, des scintillateurs de 30 mm séparés de 5 cm, correspondant à une ouverture de 5°, ont permis d'obtenir une résolution de 5.2% à 14 MeV avec une efficacité de détection de 10^{-5}. Plus largement, ce détecteur permettrait de mesurer des neutrons avec une énergie comprise entre 10 et 100 MeV.

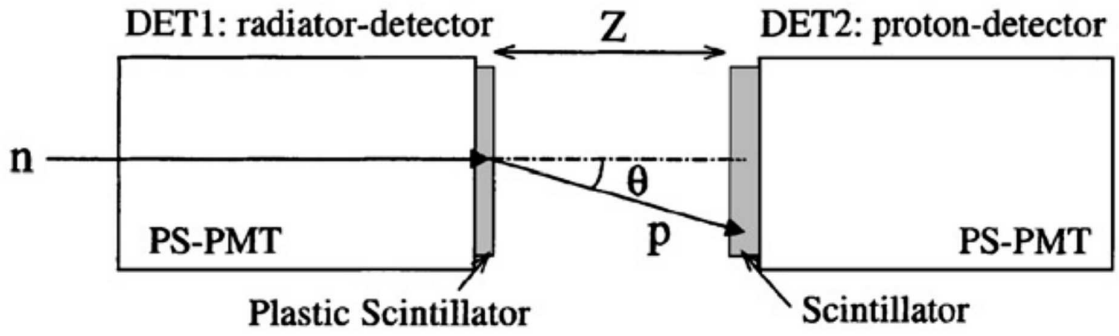
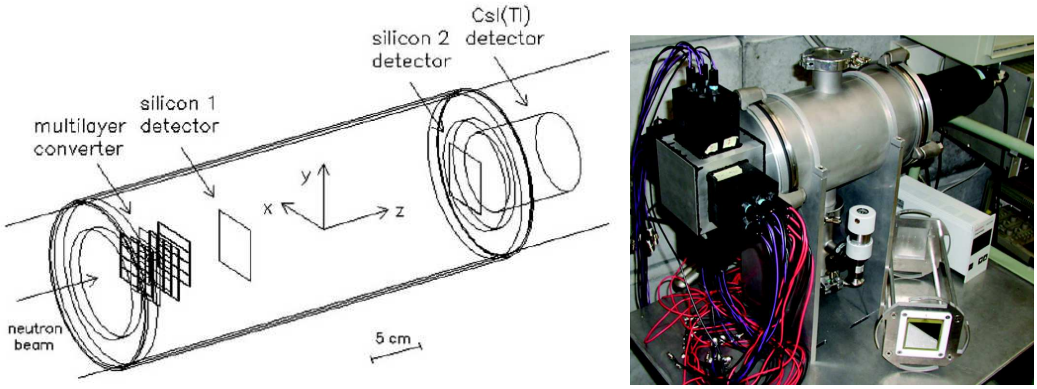


Figure 5.15. – Principe de mesure du PSPRT [MBK02]

Pour parer à l'incapacité à connaître la position de création du proton de recul dans le convertisseur, source majeure d'incertitude comme nous l'avons montré dans la section 3.3.1, l'INFN a conçu un télescope utilisant des scintillateurs plastiques segmentés comme convertisseur [DBB10]. Plus précisément, le convertisseur est constitué de 20 (5×4) scintillateurs plastiques de $12 \times 50 \times 0.4$ mm, placés alternativement horizontalement et verticalement, séparés de 10 mm. Cela permet une mesure de la position de création du proton avec une résolution de 12 µm dans le plan transverse et 0.4 mm dans l'axe du faisceau. Deux capteurs CMOS de résolution transverse 3 mm séparés par 24.5 cm complètent le dispositif de mesure de la trajectoire et de l'énergie des protons. L'énergie restante du proton est mesurée par un scintillateur CsI(Tl) (figure 5.16). Ce dispositif permet d'atteindre une résolution de 20% à 2 MeV et 2% à 160 MeV avec une efficacité de 3×10^{-5}.

Un tableau récapitulatif des divers dispositifs peut être trouvé en Table 5.3.



(a) Schéma du TPR [DBB10] (b) Photo du TPR complet [DBB10]

FIGURE 5.16.

5.6. Conclusion

Les détecteurs présentés précédemment disposent tous d'une gamme d'énergie leur permettant de mesurer les neutrons rapides produits en salle de protonthérapie. Une des principales limites de ces détecteurs reste cependant la vitesse de lecture nécessaire pour la mesure du spectre des neutrons rapides en salle de protonthérapie. Au vu des performances de détection du TPR développé dans le cadre de la collaboration avec l'IRSN (chapitre 3), en particulier ses capacités de mesure à haut flux, nous avons envisagé la possibilité de développer un prototype dédié à la spectrométrie neutron en protonthérapie. Le TPR peut en effet être doté d'une gamme en énergie étendue par rapport au prototype présenté dans le chapitre 3, et d'une efficacité supérieure, en dégradant la résolution en énergie. Le chapitre suivant présente les performances attendues du TPR pour cette application.

TABLE 5.3. – Récapitulatif des principaux dispositifs de détection des neutrons en protonthérapie. n.c. : non communiqué

Principe	**Nom**	**Publication**	E_{min} **(MeV)**	E_{max} **(MeV)**	**Flux max** ($n.cm^2.s^{-1}$)	σ_{E_n}/E_n **(%)**
Fibres	Fibres multiplexées	[SZW18]	10	100	4×10^6	30-40
Fibres	SONTRAC	[MMMc03]	20	250	100	n.c.
Fibres	MONDO	[TBG18]	20	400	n.c.	n.c.
Scintillateur	EJ299	[CKS17]	10	100	n.c.	n.c.
TPR	PSPRT	[MBK02]	10	100	n.c.	5.2
TPR	INFN	[DBB10]	2	160	n.c.	2-20

6. Un Télescope à Protons de Recul pour la protonthérapie

6.1. Problématique protonthérapie

La mesure du spectre neutron en salle de protonthérapie pose un certain nombre de défis à un appareil dimensionné à l'origine pour la mesure de neutrons auprès de l'accélérateur AMANDE. En effet ces deux applications sont très éloignées selon plusieurs critères :

— Géométrie de la source : la source de neutrons de l'accélérateur AMANDE peut être considéré comme ponctuelle. À l'inverse, en salle de protonthérapie, les neutrons peuvent être émis par l'accélérateur et par le patient lui-même, ce qui implique deux sources distinctes et plus étalées. Une partie des neutrons émis vont ensuite se thermaliser dans la salle de traitement. Le détecteur se trouve finalement irradié par des neutrons provenant de toutes les directions.

— Flux : le flux actuel d'AMANDE est de l'ordre de 10^4 n/cm^2/s. Il est envisagé de l'augmenter d'un facteur 10 dans le futur. En salle de protonthérapie, le flux de neutrons est beaucoup plus important puisqu'il peut atteindre $6{\times}10^6$ n/cm^2/s [Pag11], soit presque un facteur 1000 par rapport à AMANDE.

— Résolution en énergie : le TPR conçu pour AMANDE a un but métrologique. Il doit donc atteindre une résolution en énergie inférieure à 5%. Ce paramètre est moins critique en protonthérapie. La résolution nécessaire dépend de l'application visée (calcul de dose, caractérisation de machine de traitement, étude des modèles d'interaction nucléaires).

— Gamme d'énergie : l'accélérateur AMANDE est capable de générer des neutrons entre 2 keV et 20.8 MeV (Table 2.1). Néanmoins, la μTPC d'AMANDE permettant de mesurer des neutrons jusqu'à 4 MeV, le TPR a comme cahier des charges d'être capable de mesurer des neutrons entre 5 et 20 MeV. En protonthérapie, la gamme d'énergie des neutrons est beaucoup plus étendue. Les neutrons peuvent atteindre des énergies égales à l'énergie du faisceau, c'est à dire jusqu'à 250 MeV, et après thermalisation peuvent avoir des énergies aussi basses que $10^{-8} - 10^{-9}$ eV. Comme pour AMANDE, le développement de notre télescope n'a pas pour but de permettre la mesure de l'intégralité du spectre neutron, mais une partie significative de ce dernier. Il faut par ailleurs noter que la présence de neutrons de haute énergie va entraîner des phénomènes de spallation qui génèrent un bruit de fond non négligeable. Ce phénomène était déjà présent (dans une moindre mesure) auprès d'AMANDE (figure 3.24).

La haute énergie des neutrons en protonthérapie, couplée à un flux 1000 fois plus important, nous amène à considérer une quantité de bruit de fond grandement supérieure à l'application AMANDE. Pour pouvoir garantir une estimation fiable du spectre neutron ainsi qu'un fonctionnement stable du TPR, nous devons donc réévaluer la géométrie du TPR ainsi que les paramètres de sélection des événements enregistrés, pour l'application en protonthérapie. Ce travail a été réalisé par simulation Monte-Carlo Geant4.

6.2. Étude des coïncidences fortuites

Le taux de neutrons produits en salle de protonthérapie est très dépendant de la machine et des paramètres de traitement. Pour notre travail, nous avons considéré que le télescope sera soumis à un flux de l'ordre de 1.5×10^7 n/cm^2/Gy soit environ 10^6 n/cm^2/s [HBI15]. Les capteurs FastPixN ayant une surface d'environ 0.5 cm^2, il seront soumis à un flux d'environ 10^6 n/s. La surface des cartes PCB supportant les capteurs et de la boite est environ 100 fois plus grande. Sources de particules secondaires, elles doivent être prises en compte dans la simulation car elles seront exposées à un courant de neutrons 100 fois plus important que les capteurs ($\approx 10^8$ n/s). Actuellement, les capteurs fonctionnent avec une vitesse de rafraîchissement de 100 µs. Cela correspond à une irradiation du télescope de 10000 neutrons par image. Dans le but d'étudier l'influence de la production de particules secondaires par la boite et les PCB, nous avons effectué une simulation prenant en compte ces différents effets.

Dans le cadre d'une irradiation par AMANDE, le taux de coïncidences fortuites a été évalué comme étant inférieur à 1%. Les coïncidences fortuites sont définies comme un évènement détecté dans le même laps de temps qu'un autre, et dont la résultante est considérée comme un événement de signal par le dispositif. Pour un flux 10 fois supérieur, avec le futur accélérateur AMANDE, le taux de coïncidences fortuites a été évalué à $(6.5 \pm 0.3(stat.))\%$.

6.2.1. Modification de la simulation du TPR

La simulation Geant4 réalisée pour l'étude des performances du TPR auprès d'AMANDE a servi de point de départ à ce travail. Les cartes PCB ont été ajoutées comme composées d'un matériau homogène correspondant à la composition moyenne des cartes PCB trouvée dans [HJC12]. Les dimensions ont été mesurées avec une précision de 0.1 mm.

En l'absence d'une version finalisée du prototype, la boîte a été simplement modélisée comme pouvant contenir les divers éléments du TPR ($7 \times 12 \times 3$ cm^3). L'épaisseur d'aluminium est de 1.2 mm, à l'exception de la fenêtre d'entrée à l'avant de la boîte, d'une épaisseur de 0.5 mm.

De façon à reproduire une irradiation complète, la simulation modélise une source de neutron dans un cône d'ouverture 14° permettant d'irradier l'intégralité de la boîte.

6.2.2. Nouvelles sources de bruit de fond

Deux nouvelles sources de bruit de fond, dues aux coïncidences fortuites, ont été identifiées. La première correspond à la coïncidence d'un coup neutron dans la diode de 3 mm avec une trace partielle, correspondant à un proton qui serait stoppé dans le dernier CMOS ou juste après. La seconde correspond à la coïncidence d'un coup neutron avec une trace de signal. Dans le premier cas, l'absence de coup dans le veto permet facilement de rejeter ce type d'événement. Dans le second cas, le dépôt d'énergie du neutron dans la diode entraîne une absence de correspondance avec l'énergie déposée dans le veto, ce qui permet de supprimer ce type d'événement. Au final, la principale source de bruit de fond provient des protons s'échappant de la diode (voir section 3.3.3), qui contribuent pour (54 ± 3)% du bruit de fond. Les autres sources majeures sont les protons créés dans la diode et hors du convertisseur, qui contribuent chacune pour environ 15% du bruit de fond, et les protons créés par interaction inélastique dans le convertisseur, pour (7 ± 2)%. Les protons créés dans la boîte contribuent pour moins de 1% du bruit de fond.

En plaçant le TPR à 2.7 m et 90° de l'isocentre [Bon16], on attend un flux environ quatre fois supérieur à celui d'AMANDE et un taux de fortuits de (3.0 ± 0.3)%. En plaçant le TPR à 50 cm et 90° de l'isocentre [YTK02], on attend un flux 70 fois supérieur à celui d'AMANDE et un taux de fortuits de (33.6 ± 0.07)% avant application des coupures.

6.3. Étude des grandeurs géométriques du TPR

Dans un cadre protonthérapie, les spectres que nous aurons à étudier seront dotés d'une composante à plus haute énergie. Avec l'augmentation de l'énergie des neutrons, les paramètres géométriques du TPR, déterminés au chapitre 3, peuvent ne plus être les plus adaptés à cause de la présence d'une grande quantité de bruit de fond. Nous avons donc effectué un ensemble de simulations permettant de déterminer les paramètres optimaux pour la mesure d'un spectre de protonthérapie.

6.3.1. Étude de l'influence de l'épaisseur du convertisseur

Une augmentation de l'épaisseur du convertisseur nous permet d'accéder à des énergies légèrement supérieures ainsi que d'augmenter le rapport signal/bruit par un gain d'efficacité de conversion. Cependant, cela se fait au prix d'une dégradation de la résolution due à l'augmentation même de l'épaisseur du convertisseur. Afin de vérifier l'effet de l'augmentation de l'épaisseur du convertisseur, nous avons effectué des simulations de reconstruction d'un spectre neutron typique de protonthérapie à 178 MeV [FMS14] (figure 6.1) pour différentes épaisseurs de convertisseur. On observe un optimum entre 200 et 500 µm d'épaisseur (Table 6.1 et figure 6.2).

En effet, à faible épaisseur, le ratio signal/bruit est trop faible et dégrade fortement la résolution. À grande épaisseur, la perte de résolution sur l'énergie du proton empêche d'obtenir une bonne résolution sur l'énergie des neutrons. Pour des raisons d'efficacité, nous choisirons donc un convertisseur de 500 µm pour une telle application puisqu'il permet la meilleure résolution. Ce choix nous permet de mesurer des neutrons ayant une énergie comprise entre 5.5 et 28 MeV.

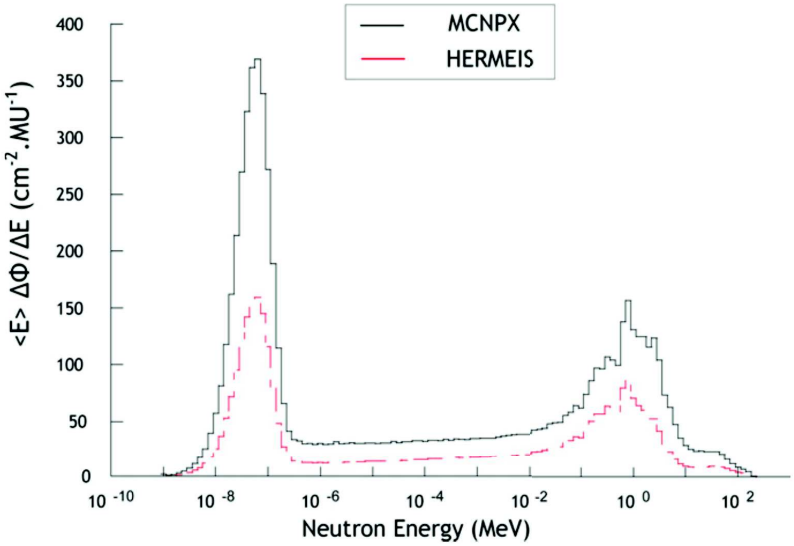


FIGURE 6.1. – Spectre en énergie de la fluence neutronique calculé (en rouge) et expérimental (en noir) à l'entrée de la chicane de la salle de traitement à 178 MeV, en représentation léthargique et par unité moniteur [FMS14]

TABLE 6.1. – Effet de l'épaisseur du convertisseur sur les performances du TPR pour un spectre de protonthérapie [FMS14]

Épaisseur	**Efficacité ($\times 10^{-5}$)**	$(\sigma E_n)/E_n$	$B/(S+B)$
50 µm	2.3 ± 0.1	(29.6 ± 0.9)%	(21 ± 2)%
100 µm	3.1 ± 0.1	(26.9 ± 0.9)%	(17 ± 2)%
200 µm	4.5 ± 0.2	(18.1 ± 0.5)%	(5.4 ± 0.6)%
500 µm	8.8 ± 0.2	(18.3 ± 0.4)%	(5.0 ± 0.4)%
1000 µm	11.7 ± 0.3	(21.0 ± 0.4)%	(3.7 ± 0.4)%
2000 µm	16.7 ± 0.3	(26.8 ± 0.4)%	(2.0 ± 0.2)%

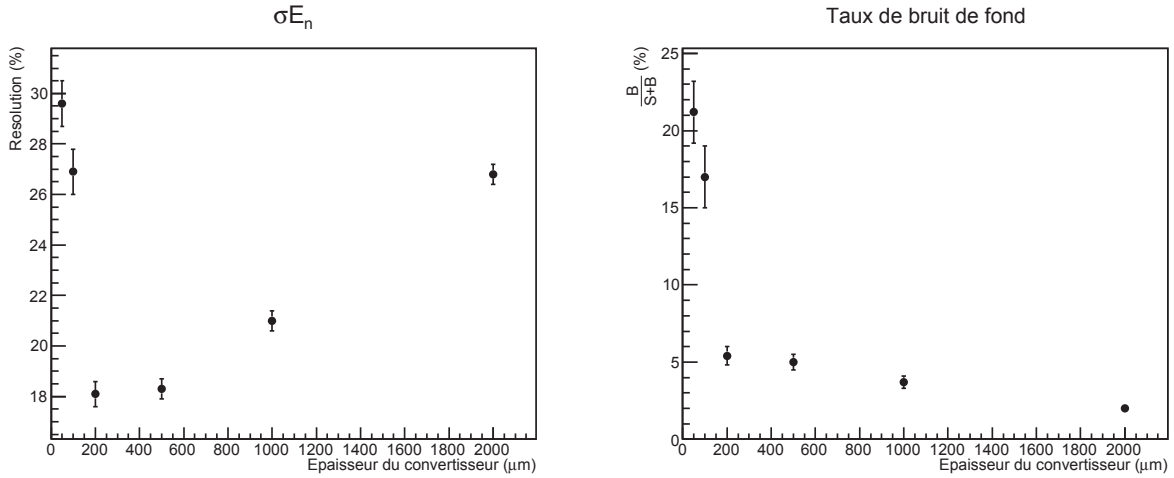


FIGURE 6.2. – Résolution relative sur l'énergie des neutrons en fonction de l'épaisseur du convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14] (à gauche)
Taux de bruit de fond en fonction de l'épaisseur du convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14] (à droite)

6.3.2. Étude de l'influence du matériau de la boîte

D'après la littérature [JANIS], notre boîte en aluminium a une section efficace de production de secondaires à haute énergie de l'ordre de 100 mb, à cause des réactions Al(n,xp). Nous avons donc envisagé la possibilité de remplacer la face avant de celle-ci par une face avant composée d'un autre matériau. D'autres matériaux fréquemment utilisés auprès des accélérateurs, comme le tungstène et le plomb, disposent d'une section efficace de secondaires 10 fois plus faible ; en revanche, ils ont une section efficace d'interaction avec les neutrons 5 fois plus élevée. Nous avons donc effectué une simulation afin de déterminer si un changement de matériau de la boîte pouvait permettre d'améliorer les performances du TPR. Les résultats des simulations Geant4 montrent seulement un léger avantage à l'utilisation du tungstène (Table 6.2). Nous allons donc conserver une boîte en aluminium, beaucoup plus facile à usiner.

TABLE 6.2. – Effet du matériau de la boîte sur les performances du TPR pour un spectre de protonthérapie [FMS14]

Matériau	Al	W
Efficacité ($\times 10^{-5}$)	8.2 ± 0.2	7.9 ± 0.2
B/(S+B)	(7.2 ± 0.6)%	(6.6 ± 0.5)%
Résolution sur E_n	(21.1 ± 0.5)%	(19.5 ± 0.4)%

6.3.3. Étude de l'influence de la distance au convertisseur

Étant donné l'apparition de réactions inélastiques à haute énergie, une diminution de la distance entre le convertisseur et le CMOS permettrait de diminuer la quantité d'air traversée par des neutrons n'ayant pas interagi dans le convertisseur, et donc de diminuer la quantité de secondaires produits. Nous avons donc effectué des simulations en faisant varier ce paramètre.

Pour des raisons d'efficacité, on observe au final une légère préférence pour une distance inférieure à 3.4 mm, qui était la valeur utilisée pour le premier prototype de TPR, avec peu de variations entre 1 et 3 mm (Table 6.3 et figure 6.3). Nous allons donc si possible rapprocher le convertisseur du premier CMOS par rapport à la configuration de [Taf13].

Table 6.3. – Effet de la distance entre le convertisseur et le 1er capteur CMOS sur les performances du TPR pour un spectre de protonthérapie [FMS14]

Distance	1 mm	2 mm	3 mm	3.4 mm
$\Delta \cos\theta$ **(×10^{-4})**	7.68 ± 0.04	7.62 ± 0.04	7.69 ± 0.04	8.38 ± 0.04
σE_p **(×10^{-1}) (MeV)**	3.90 ± 0.02	3.92 ± 0.02	3.91 ± 0.02	3.93 ± 0.02
σE_n **(×10^{-1}) (MeV)**	3.95 ± 0.02	3.96 ± 0.02	3.96 ± 0.02	3.98 ± 0.02
Efficacité (×10^{-5})	8.8 ± 0.2	9.0 ± 0.2	9.3 ± 0.2	7.2 ± 0.2
Angle d'ouverture	45.0°	45.°	43.4°	43.6°
$(\sigma E_n)/E_n$	(17.7 ± 0.4)%	(17.5 ± 0.4)%	(18.3 ± 0.4)%	(18.3 ± 0.4)%
$B/(S+B)$	(4.8 ± 0.5)%	(4.9 ± 0.4)%	(5.0 ± 0.5)%	(5.0 ± 0.5)%

6.3.4. Étude de l'influence de la distance à la diode

Le troisième PCB est une source non négligeable de bruit de fond. Rapprocher la diode du dernier CMOS permettrait, en plus d'augmenter l'angle d'ouverture et donc l'efficacité, de diminuer la quantité de secondaires produits dans le PCB, atteignant la diode. A l'opposé, en éloignant la diode du dernier CMOS, on diminue l'ouverture angulaire et on rapproche la diode du fond de la boîte, qui se trouve être également une importante source de secondaires principalement du fait des réactions ^{27}Al(n,n+p)^{26}Mg et ^{27}Al(n,p)^{27}Mg. Nous avons donc effectué des simulations afin de trouver un optimum entre ces deux effets.

Les résultats de simulation montrent un optimum aux alentours de 3 mm (Table 6.4 et figure 6.4). Nous allons donc rapprocher la diode du dernier CMOS par rapport à la configuration du premier prototype de TPR.

6.3.5. Résultat de l'optimisation

A l'issue de ces optimisations par simulation de la géométrie de détection, on obtient, à 90° et 2.7 m du faisceau de proton [Bon16], une efficacité de $(9.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ sur la gamme $[5, 30]$ MeV . La dépendance en énergie de l'efficacité est présentée sur la figure

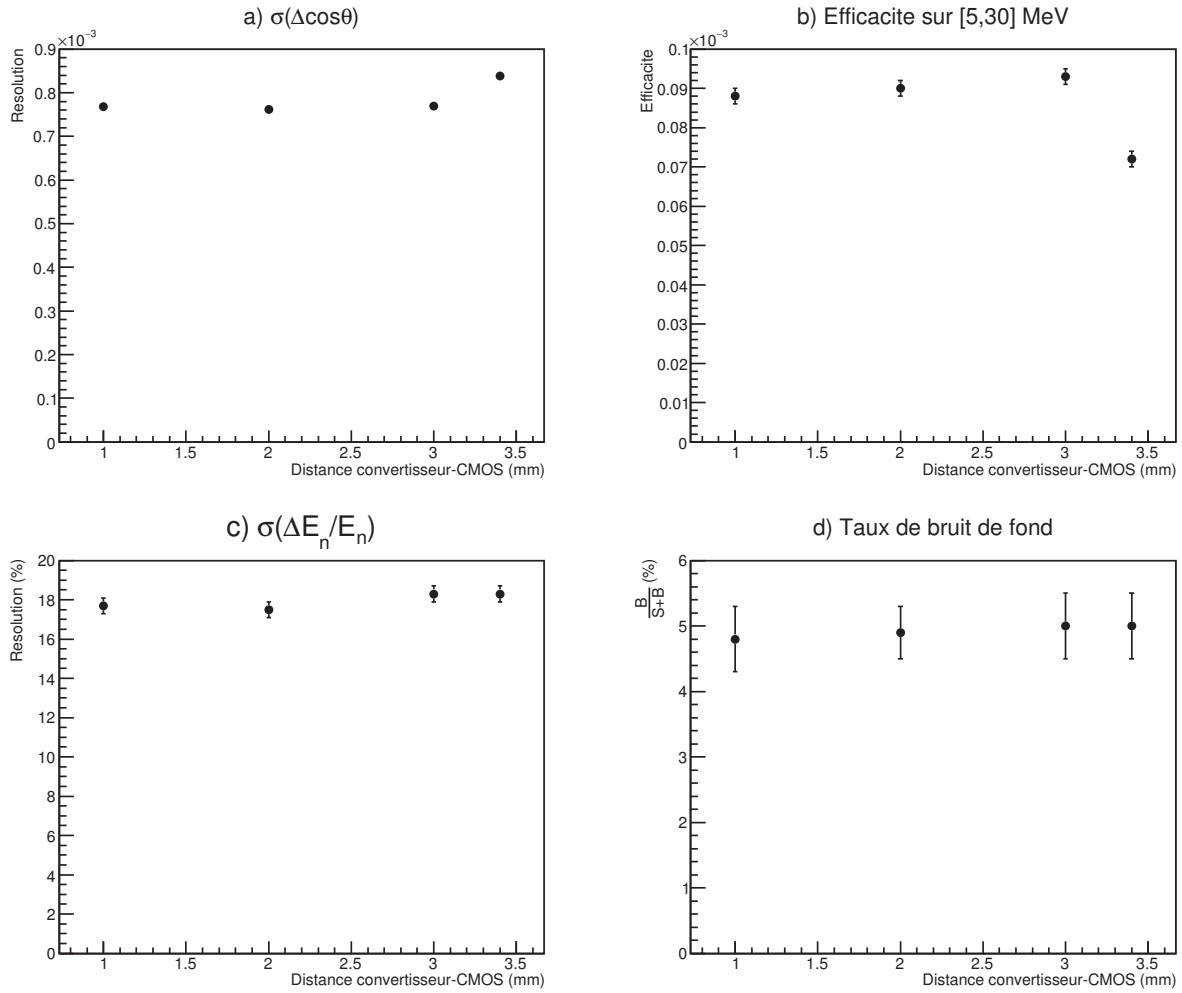


FIGURE 6.3. – a) Résolution absolue sur le cosinus de l'angle d'émission en fonction de la distance au convertisseur pour des protons de 20 MeV
b)Efficacité de reconstruction sur la gamme [5, 30] MeV en fonction de la distance au convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14]
c) Résolution relative sur l'énergie des neutrons pour un spectre de protonthérapie [FMS14]
d) Taux de bruit de fond en fonction de la distance au convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14]

TABLE 6.4. – Effet de la distance à la diode sur les performances du TPR pour un spectre de protonthérapie [FMS14]

Distance	1 mm	2 mm	3 mm	4 mm	4.6 mm
$\Delta \cos\theta$ **(×10^{-4})**	8.78 ± 0.04	7.99 ± 0.04	8.15 ± 0.04	7.49 ± 0.04	8.38 ± 0.04
σE_p **(MeV)**	0.392 ± 2 × 10^{-3}	0.392 ± 2 × 10^{-3}	0.390 ± 2 × 10^{-3}	0.392 ± 2 × 10^{-3}	0.393 ± 2 × 10^{-3}
σE_n **(MeV)**	0.396 ± 2 × 10^{-3}	0.397 ± 2 × 10^{-3}	0.394 ± 2 × 10^{-3}	0.397 ± 2 × 10^{-3}	0.398 ± 2 × 10^{-3}
Efficacité (×10^{-5})	9.6 ± 0.2	9.4 ± 0.2	9.2 ± 0.2	8.3 ± 0.2	7.2 ± 0.2
Angle d'ouverture	49.0°	47.4°	45.6°	44.2°	43.6°
$(\sigma E_n)/E_n$	(18.3 ± 0.4)%	(17.2 ± 0.4)%	(16.1 ± 0.3)%	(16.9 ± 0.3)%	(17.2 ± 0.4)%
$B/(S+B)$	(6.7 ± 0.5)%	(5.3 ± 0.4)%	(4.4 ± 0.4)%	(5.3 ± 0.4)%	(5.6 ± 0.5)%

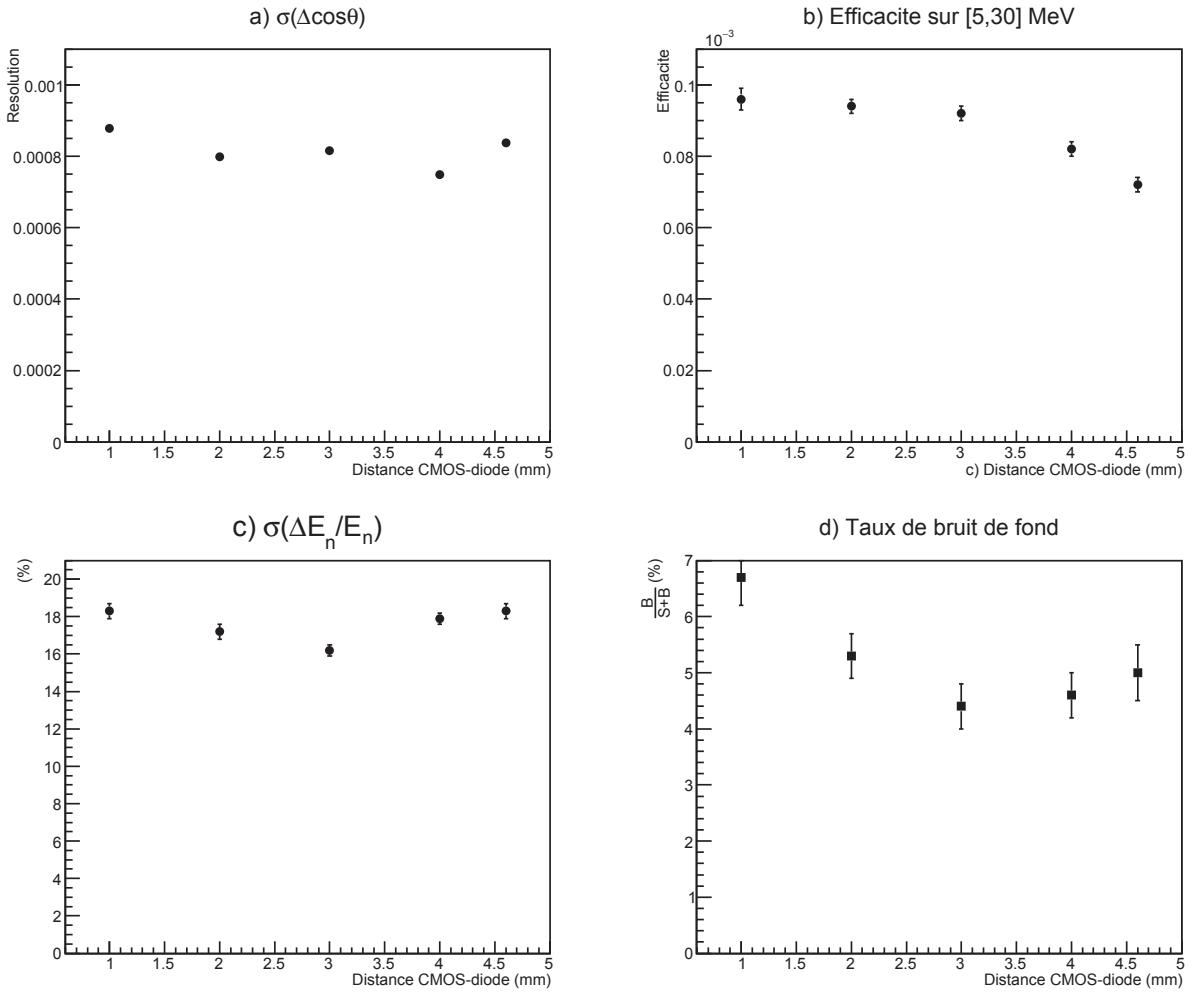


FIGURE 6.4. – a) Résolution absolue sur le cosinus de l'angle d'émission en fonction de la distance au convertisseur pour des protons de 20 MeV
b)Efficacité de reconstruction sur la gamme [5, 30] MeV en fonction de la distance au convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14]
c) Résolution relative sur l'énergie des neutrons pour un spectre de protonthérapie [FMS14]
d) Taux de bruit de fond en fonction de la distance au convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14]

6.5. L'ouverture angulaire du TPR est de 47.4° à 95% C.L.. Après application des coupures (Table 3.6), le taux de bruit de fond est estimé à $(4.3 \pm 0.4(stat.))\%$ et le taux de coïncidences fortuites à $(3.0 \pm 0.3)\%$. Le bruit de fond irréductible provient pour moitié de protons créés à l'extérieur de la boîte, qui traversent ensuite le TPR entier. Deux autres sources importantes sont les protons créés par interaction inélastique dans le convertisseur et certains protons créés dans la diode dont la signature est semblable à des protons de signal. Ces deux sources contribuent respectivement à $(21 \pm 4)\%$ et $(15 \pm 3)\%$ du bruit de fond restant. Les protons créés dans la boîte contribuent pour seulement $(2 \pm 1)\%$ du bruit de fond. On obtient au final une résolution sur l'énergie du neutron de $(16.1 \pm 0.3(stat.))\%$ (figure 6.6).

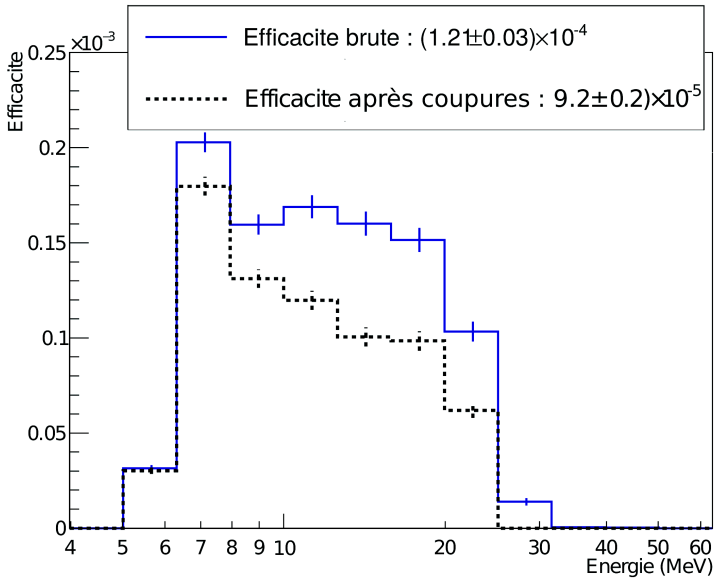


FIGURE 6.5. – Efficacité de mesure des neutrons pour un spectre de protonthérapie [FMS14] reconstruit à 90° et 50 cm de l'isocentre

En se rapprochant à 50 cm de l'isocentre [YTK02], le taux de bruit de fond et la résolution reste inchangés bien que le taux de coïncidences fortuites monte à $(30.5 \pm 0.8(stat.))\%$. Cela prouve la grande efficacité des coupures appliquées pour la réjection des coïncidences fortuites.

6.3.6. Étude de l'importance de la collimation

Les neutrons mesurés en salle de traitement provenant de toutes les directions, nous devons nous assurer que seuls les neutrons arrivant sur le convertisseur avec un angle d'incidence proche de 0 seront convertis en protons.

Concernant le flux de neutrons thermiques provenant de toutes les directions, nous n'avons pas besoin de les supprimer car, même s'ils ne sont pas stoppés par la boîte, ils ne pourront créer des protons suffisamment énergétiques pour être détectés.

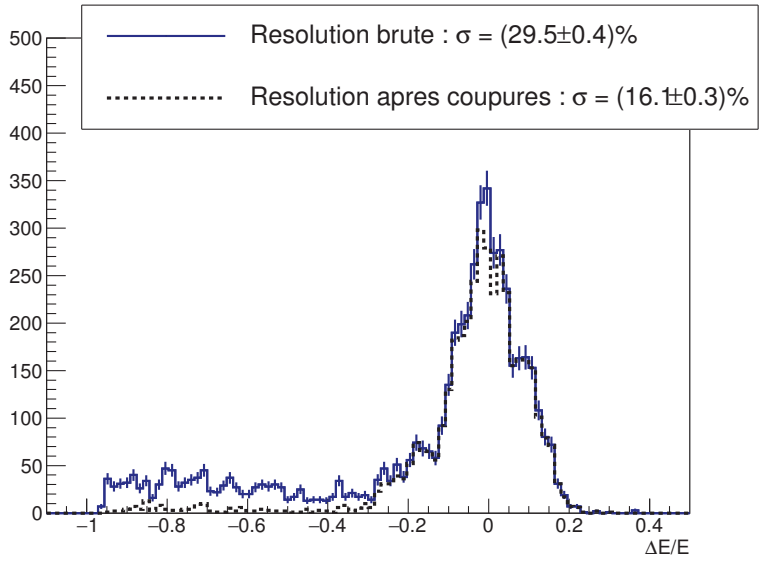


FIGURE 6.6. – Résolution de reconstruction de l'énergie des neutrons pour un spectre de protonthérapie [FMS14] reconstruit à 90° et 50 cm de l'isocentre

À l'inverse, les neutrons rapides émis par le patient et l'accélérateur étant les neutrons que nous voulons mesurer, nous devons nous assurer de leur incidence et de l'impact de celle-ci sur la reconstruction. Pour cela, nous avons testé l'effet d'un modérateur en polyéthylène boré (on peut facilement trouver dans le commerce des plaques de polyéthylène boré à 5 et 30%, commercialisés par exemple par Shieldwerx ou EPlastics).

Nous avons effectué une simulation dans laquelle le convertisseur est placé derrière un collimateur de polyéthylène boré de différentes dimensions . Des neutrons, ayant une énergie correspondant à un spectre de protonthérapie et provenant d'une demi sphère de 45 cm de rayon, centrée sur le convertisseur, sont tirés dans un cône d'ouverture 45° dirigé vers le convertisseur, ce qui permet d'irradier l'intégralité du collimateur. La quantité de neutrons atteignant le convertisseur en traversant le collimateur, ainsi que leur point d'origine sont ensuite enregistrés. Les résultats peuvent être trouvés dans la Table 6.5 et sur la figure 6.7.

On observe deux choses très importantes sur la figure 6.7. Premièrement, l'utilisation d'un collimateur trop court entraîne la détection de neutrons se réfléchissant sur l'intérieur du trou du collimateur (valeur supérieure à 100% à petit angle) et qui ont donc déjà perdu de l'énergie. Deuxièmement, un collimateur trop petit ne permet pas d'arrêter efficacement les neutrons et induit donc l'arrivée sur le convertisseur de neutron diffusé, ce qui ne serait pas le cas en l'absence de collimateur (valeur supérieure à 100% à grand angle). Comme le montre la Table 6.5, il est très difficile de collimer efficacement les neutrons à ces énergies et cela peut induire des effets négatifs tels que ceux visibles sur la figure 6.7. L'idée serait alors de renoncer à la collimation, et d'éloigner simplement le TPR de la source de neutrons, qui est de dimensions finies. Nous avons donc voulu vérifier l'effet qu'aurait l'absence de collimation sur la résolution en énergie. Pour cela, nous avons

TABLE 6.5. – Proportion des neutrons arrêtés par le collimateur pour différentes dimensions de collimateur

Épaisseur (cm)	Longueur (cm)	Transmis	Transmis E>1 MeV
10	10	(45.8 ± 0.5)%	(20.2 ± 0.5)%
10	20	(41.0 ± 0.5)%	(14.5 ± 0.4)%
20	20	(31.1 ± 0.5)%	(5.9 ± 0.3)%
20	30	(27.4 ± 0.5)%	(4.8 ± 0.3)%
30	30	(19.3 ± 0.4)%	(2.3 ± 0.2)%

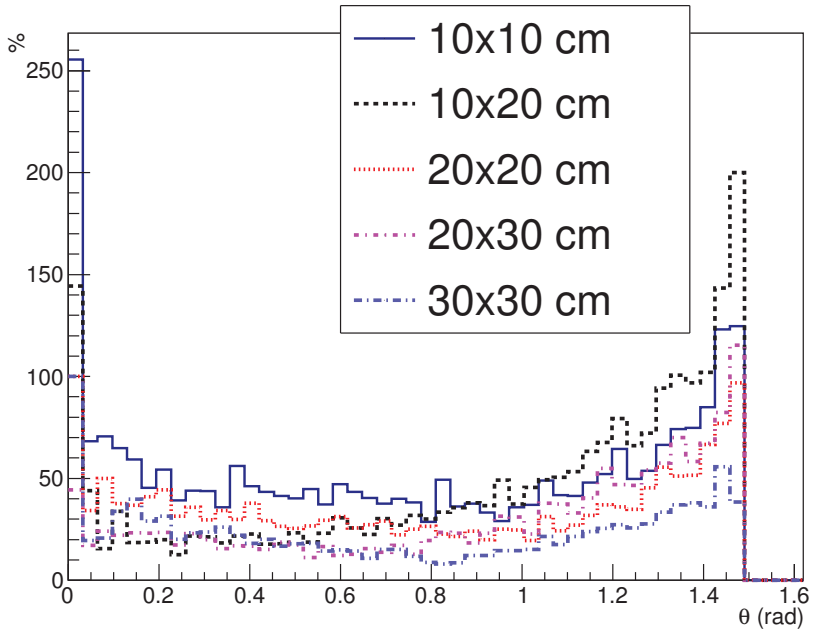


FIGURE 6.7. – Proportion de neutrons détectés par rapport à une simulation sans collimateur, en fonction de leur angle d'origine. L'angle π correspond à la position du convertisseur

simulé l'émission des neutrons par le patient en protonthérapie en irradiant un fantôme d'eau de différentes dimensions avec un faisceau de proton de 70 MeV. Nous avons placé un détecteur parfait de la taille du convertisseur à différentes distances du fantôme à 0 et 90° afin de mesurer la dispersion angulaire $\Delta\theta$ des neutrons ainsi mesurés. Dans un premier temps, nous n'avons pas simulé les murs de la salle ni la table . Une fois obtenue la dispersion angulaire (figure 6.8), nous avons utilisé une formule semi-analytique du premier ordre (Eq 6.4) pour déterminer l'écart entre l'énergie reconstruite en considérant un neutron d'incidence normale par rapport à l'énergie réelle du neutron détecté. Les résultats obtenus sont présentés dans la Table 6.6. La borne de $\pi/8$ (soit 22.5°) présente dans l'équation correspond approximativement à l'angle d'ouverture du télescope (±22.8°).

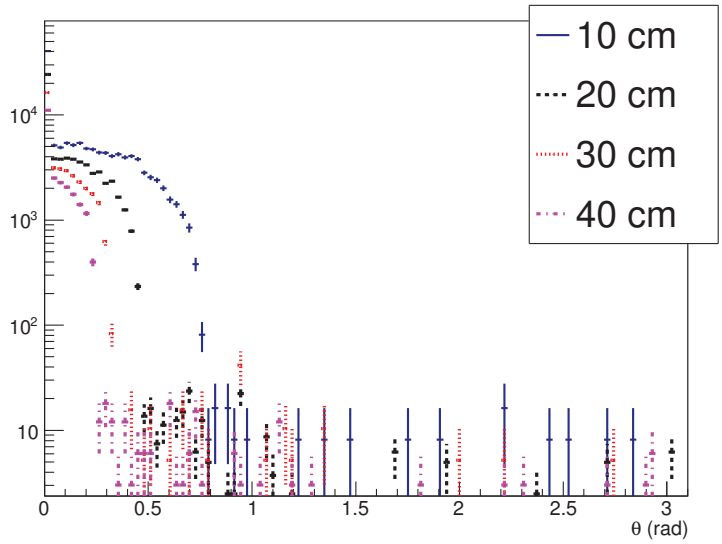


FIGURE 6.8. – Dispersion angulaire des neutrons incidents à 0° et à différentes distances d'un fantôme d'eau de 20 cm

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2\theta} \tag{6.1}$$

$$\theta_{mes} = \theta_p - \Delta\theta_n \tag{6.2}$$

$$\frac{\Delta E_n}{E_n}(\Delta\theta_n) = \frac{\cos^2\theta_p}{\cos^2(\theta_p - \Delta\theta_n)} - 1 \tag{6.3}$$

$$\frac{\Delta E_n}{E_n}(\Delta\theta_n) = \int_{\Delta\theta_n - \frac{\pi}{8}}^{\Delta\theta_n + \frac{\pi}{8}} \frac{\cos^2\theta_p}{\cos^2(\theta_p - \Delta\theta_n)} - 1 \quad \partial\theta_p \tag{6.4}$$

Le résultat de ce calcul (Table 6.6) est très encourageant car on observe une erreur sur l'énergie reconstruite assez faible à partir d'une distance correspondant à la taille du fantôme. Nous avons ensuite ajouté les murs, le plafond et le sol de la salle afin de vérifier l'effet de la diffusion des neutrons. Nous avons effectué la simulation d'une mesure

TABLE 6.6. – Dispersion angulaire et erreur sur l'énergie des neutrons

(a) Dans l'axe du faisceau

⌀ Fantôme (cm)	Distance (cm)	$\Delta\theta_n$	$\Delta E_n/E_n$	$\Delta\theta_n$ [5, 30] MeV	$\Delta E_n/E_n$ [5, 30] MeV
40	10	$0.436 \pm 6 \times 10^{-3}$	$(13.2 \pm 0.4)\%$	$0.370 \pm 4 \times 10^{-3}$	$(9.7 \pm 0.2)\%$
40	20	$0.316 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(7.2 \pm 0.2)\%$	$0.290 \pm 5 \times 10^{-3}$	$(6.1 \pm 0.2)\%$
40	30	$0.246 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(4.4 \pm 0.1)\%$	$0.227 \pm 5 \times 10^{-3}$	$(3.8 \pm 0.2)\%$
40	40	$204 \pm 4 \times 10^{-3}$	$(3.9 \pm 0.2)\%$	$0.117 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(1.29 \pm 0.07)\%$
20	10	$0.288 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(6.0 \pm 0.2)\%$	$0.203 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(3.02 \pm 0.09)\%$
20	20	$0.1840 \pm 9 \times 10^{-4}$	$(2.49 \pm 0.03)\%$	$0.134 \pm 1 \times 10^{-3}$	$(1.33 \pm 0.02)\%$
20	30	$0.141 \pm 1 \times 10^{-3}$	$(1.47 \pm 0.02)\%$	$0.112 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(0.93 \pm 0.04)\%$
20	40	$0.132 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(1.29 \pm 0.04)\%$	$(86 \pm 2) \times 10^{-3}$	$(0.55 \pm 0.03)\%$
10	10	$0.1696 \pm 6 \times 10^{-4}$	$(2.11 \pm 0.02)\%$	$0.1031 \pm 6 \times 10^{-4}$	$(0.79 \pm 0.01)\%$
10	20	$0.1057 \pm 4 \times 10^{-4}$	$(826 \pm 7 \times 10^{-3})\%$	$(69.9 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	$(0.362 \pm 7 \times 10^{-3})\%$

(b) À 90° de l'axe

⌀ Fantôme (cm)	Distance (cm)	$\Delta\theta_n$	$\Delta E_n/E_n$	$\Delta\theta_n$ [5, 30] MeV	$\Delta E_n/E_n$ [5, 30] MeV
40	10	$0.465 \pm 9 \times 10^{-3}$	$(14.9 \pm 0.6)\%$	$0.265 \pm 5 \times 10^{-3}$	$(5.1 \pm 0.2)\%$
40	20	$0.372 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(9.8 \pm 0.2)\%$	$0.210 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(3.2 \pm 0.1)\%$
40	30	$0.311 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(7.0 \pm 0.2)\%$	$0.187 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(2.57 \pm 0.09)\%$
40	40	$0.313 \pm 4 \times 10^{-3}$	$(9.0 \pm 0.3)\%$	$0.130 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(1.59 \pm 0.05)\%$
20	10	$0.339 \pm 1 \times 10^{-3}$	$(8.21 \pm 0.05)\%$	$0.167 \pm 1 \times 10^{-3}$	$(2.05 \pm 0.03)\%$
20	20	$0.250 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(4.54 \pm 0.08)\%$	$0.123 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(1.12 \pm 0.04)\%$
20	30	$0.211 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(3.26 \pm 0.07)\%$	$0.103 \pm 2 \times 10^{-3}$	$(0.78 \pm 0.03)\%$
20	40	$0.167 \pm 3 \times 10^{-3}$	$(2.05 \pm 0.08)\%$	$(85 \pm 3) \times 10^{-3}$	$(0.54 \pm 0.04)\%$
10	10	$0.2066 \pm 9 \times 10^{-4}$	$(3.12 \pm 0.03)\%$	$0.1107 \pm 9 \times 10^{-4}$	$(0.91 \pm 0.02)\%$
10	20	$0.146 \pm 1 \times 10^{-3}$	$(1.57 \pm 0.03)\%$	$(70.6 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(0.37 \pm 0.01)\%$

à 20 cm d'un fantôme de 20 cm. À 0° et 90°, on obtient une incertitude dans la gamme TPR proche de celle obtenue sans mur (Table 6.8). Nous avons également effectué la simulation à 40 cm d'un fantôme de 40 cm. On observe des résultats comparables à 90° mais une incertitude plus importante à 0°, probablement due à une quantité de signal, et donc un rapport signal/bruit, plus faible qu'à 20 cm.

Table 6.8. – Résultats obtenus avec et sans mur

Fantôme	**Angle**	$\Delta E_n/E_n$		$\Delta E_n/E_n$ **[5, 30]**	
		Sans mur	**Avec mur**	**Sans mur**	**Avec Mur**
20 cm	0°	(2.49 ± 0.03)%	(4.5 ± 0.2)%	(1.33 ± 0.02)%	(1.2 ± 0.1)%
20 cm	90°	(4.54 ± 0.08)%	(7.6 ± 0.1)%	(1.12 ± 0.04)%	(1.10 ± 0.02)%
40 cm	0°	(3.9 ± 0.2)%	(15.8 ± 0.5)%	(1.29 ± 0.07)%	(2.7 ± 0.2)%
40 cm	90°	(9.0 ± 0.3)%	(18.1 ± 0.5)%	(1.59 ± 0.05)%	(1.33 ± 0.07)%

Ces résultats ont néanmoins été obtenu pour un faisceau de basse énergie, envoyé sur un petit fantôme, et avec un détecteur proche de celui-ci. Nous nous attendons à ce que la dispersion angulaire, et donc l'incertitude sur l'énergie du neutron, varient avec ces paramètres ainsi qu'avec la géométrie de la salle. Il faudra donc dans chaque cas établir par simulation le meilleur endroit où placer notre détecteur de façon à minimiser cet effet.

6.4. Modèles d'interaction nucléaire

En plus de permettre une mesure rapide du spectre neutron pour une configuration de traitement donnée, une autre application intéressante du TPR est le test des différents modèles d'interactions nucléaires implémentés dans les codes de simulation Monte Carlo (section 6.4.1) et les logiciels de planification de traitement (TPS) (section 5.3.1.3) pour modéliser la production des neutrons en protonthérapie. Ces modèles utilisent diverses approximations et hypothèses afin de simuler les interactions nucléaires et ne sont pas forcément fiables en dehors de leur domaine d'origine. En étudiant la littérature, et en particulier les études de comparaison qui ont été effectuées, il apparaît clairement qu'aucun modèle ne décrit de façon réaliste l'intégralité des interactions nucléaires, ni n'est valable sur l'entièreté de la gamme d'énergie. Il serait donc intéressant de vérifier pour notre application (la production de neutrons secondaires en protonthérapie) quel modèle donne les meilleurs résultats, afin d'obtenir les résultats de simulation les plus fiables dans le cadre de la simulation de la production des neutrons secondaires en protonthérapie, notamment pour l'estimation de la dose neutron.

Pour cela, nous avons réalisé une simulation Geant4 (version 10.01.p01) de mesure du spectre neutron de protonthérapie avec le TPR pour les différents modèles d'interaction nucléaire disponibles. L'objectif est de vérifier si les différences obtenues en faisant varier le modèle d'interaction nucléaire dans Geant4 (spectre en énergie, distribution angulaire, etc.) peuvent être testées expérimentalement avec le TPR dans la gamme [5, 30] MeV afin de déterminer quel modèle est le plus proche des données expérimentales.

6.4.1. Modèles d'interaction nucléaires dans Geant4

Les différents modèles étudiés sont les suivants.

Bertini : le modèle de cascade intranucléaire de Bertini [HSW03] est celui qui a été utilisé dans cette thèse. Le principe de la cascade intranucléaire est le suivant. Le point d'entrée de la particule incidente est tiré de façon aléatoire à la surface du noyau. La longueur de parcours est tirée de façon aléatoire en accord avec la densité de particules et la section efficace d'interaction binaire. L'impulsion du nucléon cible est tirée selon une distribution de Fermi, et le type de réaction et la quadri-impulsion des produits de réactions sont tirés aléatoirement. Les secondaires ainsi créés ayant une énergie supérieure au maximum entre 2 MeV et l'énergie de Fermi sont ensuite propagés de la même façon. À l'issu de cette étape, le modèle de pré-équilibre des excitons de Griffin [Gri66] est utilisé pour gérer l'excitation du noyau. Dans ce modèle, les états nucléaires sont caractérisés par le nombre de particules et de trous, appelés excitons. Une phase de noyau composé va ensuite être sélectionnée afin de créer des hadrons et un noyau à l'équilibre à partir du noyau excité. Il peut s'agir d'une fission, si cela est possible, d'une brisure de Fermi, libération des nucléons du noyau, pour les noyaux légers très excités, ou d'une évaporation dans les autres cas. L'évaporation va consister en l'émission de particules par le noyau jusqu'à ce que son énergie d'excitation soit inférieure à 0.1 MeV puis de γ jusqu'à 10^{-15} MeV.

BIC : le modèle de Cascade Intranucléaire Binaire (BIC) [FIW04] est un mélange de cascade intranucléaire classique et de Dynamique Moléculaire Quantique (QMD). Les nucléons sont placés dans un potentiel nucléaire correspondant au modèle de l'oscillateur harmonique pour des noyaux de A<16 et au modèle de Woods-Saxon pour de noyau de A>16. La cascade intranucléaire se déroule par pas temporels correspondant à l'interaction, la désintégration ou la sortie du noyau d'une particule. Une interaction n'est autorisée que si tous les nucléons finaux ont une énergie supérieure à l'énergie de Fermi. La cascade s'arrête quand toutes les particules encore dans le système ont une énergie inférieure à un seuil. Le pré-équilibre [LW01] est géré par le modèle des excitons de Griffin, comme dans le modèle de Bertini. La fission est gérée par une approche statistique de Bohr-Wheeler [BW39]. La brisure de Fermi intervient pour des noyaux très excités de A<17. Une multifragmentation, correspondant à une brisure de Fermi pour des noyaux lourds, a lieu pour des énergies d'excitation supérieure à 3 MeV/nucléon. Enfin, l'évaporation est gérée par le modèle de Weiskopf-Ewing [DFF59].

INCL : le modèle de Cascade IntraNucléaire de Liège (INCL) [BCL02] [BCD12] utilise une densité de nucléons de Woods-Saxon. La trajectoire des particules est considérée comme linéaire entre deux collisions ou rebond sur le mur de potentiel. Les collisions ne peuvent avoir lieu que si l'énergie contenue dans la sphère de Fermi est supérieure à l'énergie minimale du gaz de Fermi sauf pour la première collision où toutes les particules finales doivent avoir une énergie supérieure à celle du gaz de Fermi. Les nucléons sont séparés en deux catégories : les participants et les spectateurs. Les participants sont la particule initiale et les particules ayant subi une collision dont l'énergie est supérieure à l'énergie de Fermi. On considère une absence de collision

entre spectateurs. Le noyau composé est géré par le modèle de Schmidt [GS91]. Ce modèle utilise le modèle de Weisskopf-Ewing pour l'évaporation et dispose d'une distribution de masse des fragments raffinée et d'une gestion de la friction à travers un retard pour la fission. Le modèle INCL permet également l'émission de particules lourdes jusqu'à A=8 à l'aide d'un système de regroupement. Un nucléon sortant est étiqueté comme chef d'un groupe. Le groupe est composé des nucléons proches du chef dans l'espace des phases. Le groupe composable le plus réaliste, c'est-à-dire ayant l'énergie d'excitation la plus faible et l'énergie de liaison la plus haute, est sélectionné. S'il a suffisamment d'énergie pour s'échapper du noyau, le groupe est émis, sinon le chef est émis. Les clusters ayant une durée de vie inférieure à 1 ms se désintègrent immédiatement.

Des variantes autour de ces modèles sont disponibles sous Geant4. Il est notamment proposé une bibliothèque de haute précision basée sur des données expérimentales pour les sections efficaces d'interaction des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV (voir section 1.2.3.3). Ces bibliothèques sont suffixées avec *HP*. Il existe également une bibliothèque basée sur le code de modèle nucléaire TALYS, qui contient les sections efficaces d'interactions de 2400 isotopes entre 1 et 200 MeV. Cette bibliothèque est suffixée avec *AllHP*.

Ces différents modèles ont déjà été testés dans la littérature pour d'autres applications :

- Dans [JP08], les bibliothèques BIC et Bertini sont comparées quant à l'irradiation d'une cavité de Faraday avec un faisceau de proton de 160 MeV. Les résultats montrent une supériorité de BIC par rapport à Bertini pour cette application.
- Dans [Dav15], de nombreuses réactions ont été testées permettant de prouver qu'aucun modèle ne surpasse les autres dans tous les domaines. On trouve par exemple que Bertini est meilleur que INCL et BIC quant à la production d'^{3}He à 20° et de neutrons à 25° pour l'irradiation d'une cible de fer par des protons de 62 MeV et pour la production de neutrons à 60° pour l'irradiation d'un cible de plomb par des protons de 256 MeV. À l'inverse, on trouve que BIC est meilleure qu'INCL et Bertini pour la production d'^{3}He à 65° pour l'irradiation d'une cible de nickel par des protons de 175 MeV.
- Dans [VFM17], les bibliothèques INCL et BIC sont comparées quant à la production de γ prompts par un faisceau de ^{12}C de 220 MeV/u dans un fantôme de PMMA. Les résultats montrent une supériorité d'INCL par rapport à BIC pour cette application.

On obtient donc des résultats extrêmement variables selon les applications (voir Table 6.9) d'où l'intérêt de réaliser une étude spécifique à la production de neutrons secondaires en protonthérapie.

6.4.2. Caractérisation des neutrons secondaires

Afin d'établir une base de comparaison entre les différents modèles, nous avons effectué une simulation de l'irradiation d'un fantôme d'eau de ∅20 cm par un faisceau de proton de 70 MeV (pouvant être assimilé à une simplification d'un traitement ophtalmologique). Les neutrons ainsi créés sont, dans un premier temps, mesurés à 20 cm du fantôme, dans

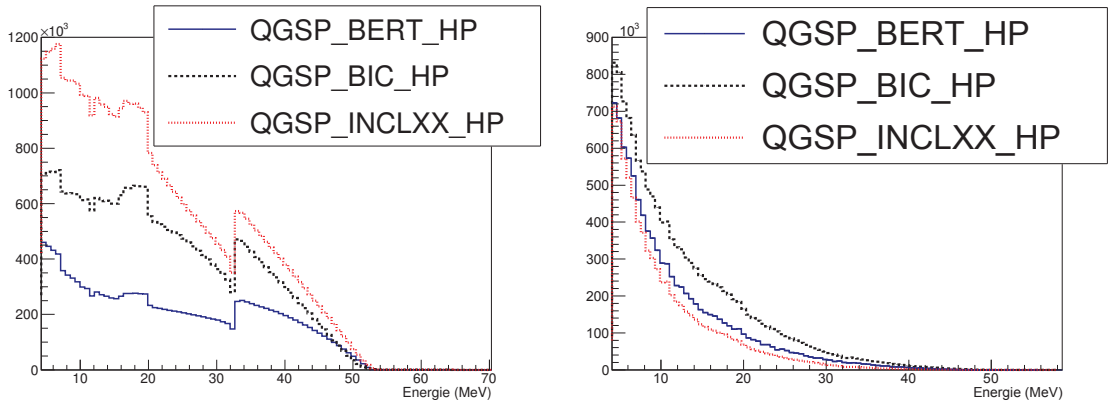
TABLE 6.9. – Fiabilité issue de la littérature des modèles d'interaction nucléaire disponibles dans Geant4 pour différentes réactions

Réaction	Publication	Bertini	BIC	INCL
p(160 MeV) sur CH_2	[JP08]	-	+	
p(62 MeV)(Fe,^{3}He) à 20°	[Dav15]	+	-	-
p(1200 MeV)(Fe,n) à 25°	[Dav15]	+	-	-
p(256 MeV)(Pb,n) à 60°	[Dav15]	+	-	-
p(175 MeV)(Ni,^{3}He) à 65°	[Dav15]	-	+	-
^{12}C(220 MeV/u) sur PMMA	[VFM17]		-	+

l'axe du faisceau et à 90° afin de déterminer les différents spectres neutrons correspondant aux différents modèles . Ces spectres seront ensuite utilisés pour simuler la mesure des neutrons par le TPR afin de valider sa capacité à différencier les modèles.

6.4.3. Spectres neutron

Les spectres simulés à 0 et 90° sont visibles sur la figure 6.9.



(a) 0° (b) 90°

FIGURE 6.9. – Spectre neutron simulé à 20 cm d'un fantôme d'eau de 20 cm irradié par des protons de 70 MeV (simulation Geant4)

Les différences significatives observées démontrent l'intérêt de comparer les modèles des codes de simulation avant leur utilisation pour estimer la quantité et les caractéristiques des neutrons produits en protonthérapie. À 0°, on observe que le modèle INCL est celui qui produit le plus de neutrons, suivi par BIC et par Bertini. On observe l'ordre inverse pour ce qui est de l'énergie du pic des neutrons rapides (Table 6.10). Si INCL est toujours celui qui à l'énergie du pic la plus basse à 90°, il est désormais aussi celui qui a la fluence la plus faible, suivi par Bertini puis par BIC.

TABLE 6.10. – Énergie moyenne du pic rapide (5-70 MeV) pour les différents modèles

Modèle	**0°**	**90°**
Bertini	22 MeV	8 MeV
BIC	21 MeV	9 MeV
INCL	20 MeV	6 MeV

À partir de ces deux spectres, nous avons également calculé le ratio entre le flux à 90° et 0°, présenté sur la figure 6.10, qui permet de s'affranchir des effets systématiques, contrairement au flux absolu. On devrait ainsi pouvoir séparer plus facilement les trois modèles en mesurant ce ratio à basse énergie. En effet, on voit qu'à 7 MeV le ratio est de l'ordre de 1.5 pour Bertini, 1.1 pour BIC et 0.5 pour INCL.

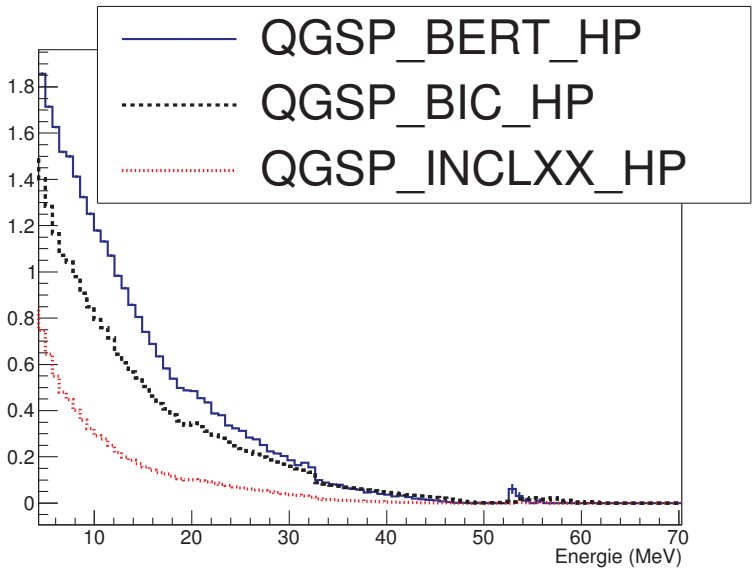
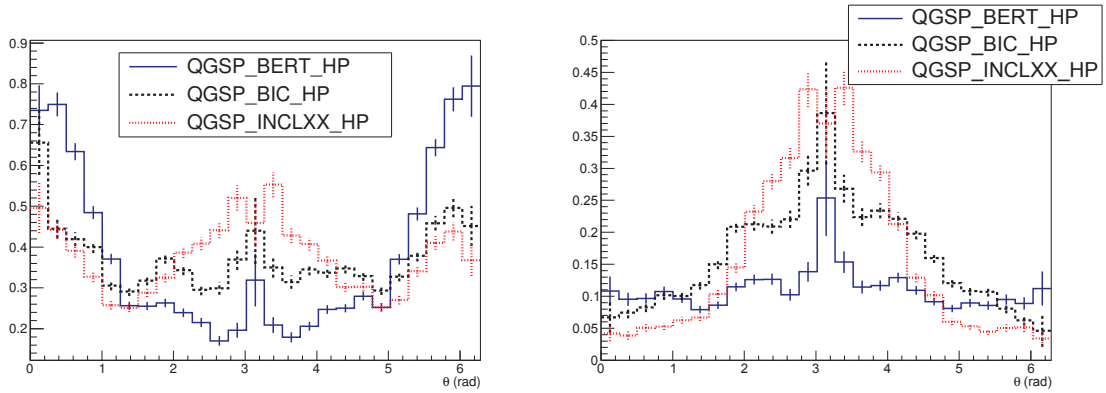


FIGURE 6.10. – Ratio entre le flux à 90° et le flux à 90°

La distribution angulaire des neutrons d'énergie supérieure à 5 MeV pour les trois modèles est présentée sur la figure 6.11. L'angle 0 rad correspond au point d'origine du faisceau de neutron. Comme déjà mentionné dans la section 5.4.1, on observe que les neutrons rapides sont émis majoritairement vers l'avant, contrairement aux neutrons thermiques et d'évaporation qui ont une forte composante vers l'arrière. Bertini est le modèle qui possède la composante vers l'arrière la plus importante et la composante vers l'avant la moins importante. À l'inverse, INCL est le modèle avec la composante vers l'avant la plus importante et une composante vers l'arrière moindre.

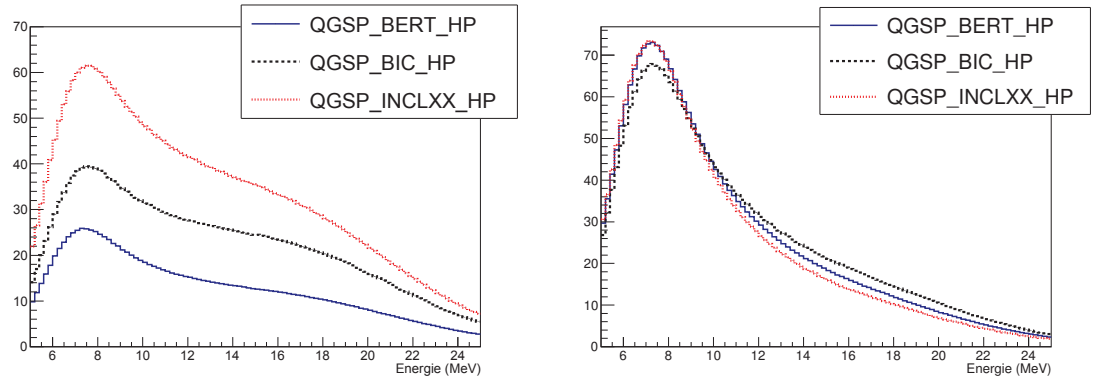


(a) Toutes les énergies (b) $E_n > 5$ MeV

FIGURE 6.11. – Distribution angulaire des neutrons pour les différents modèles

6.4.4. Capacité de distinction des modèles

En convoluant les spectres de la figure 6.9 avec la résolution de $(17.0 \pm 0.3(stat.))\%$ et l'efficacité présentées en section 6.3.5, on obtient les spectres reconstruits par le TPR (figure 6.12). On observe nettement les effets de la faible efficacité du TPR à basse énergie, ainsi que



(a) 0° (b) 90°

FIGURE 6.12. – Estimation des spectres mesurés par le TPR pour les différents modèles

de la baisse de l'efficacité avec l'énergie. On obtient néanmoins une bonne discrimination entre les trois modèles à 0°. Le ratio obtenu entre les deux spectres reconstruits est présenté sur la figure 6.13.

Les modèles sont séparés par un écart de l'ordre de 30 à 40%. On considérant un facteur 2 entre le flux mesuré à 90° et 0° (figure 6.13), il suffira donc normalement d'une quinzaine d'événements proton autour de 7 MeV à 0° et une trentaine à 90°, pour obtenir une précision statistique suffisante pour discriminer les modèles ($\frac{\sigma_{a/b}}{a/b} = \sqrt{(\sigma_a/a)^2 + (\sigma_b/b)^2}$). Étant donné l'efficacité à cette énergie, cela correspond à environ 9×10^4 et 1.8×10^5 neutrons incidents dans cette gamme d'énergie sur le convertisseur. Géométriquement, cela correspond à 1.1×10^5 et 2.3×10^5 neutrons de 7 MeV par cm^2 à 20 cm du fantôme. D'après les figures 6.9,

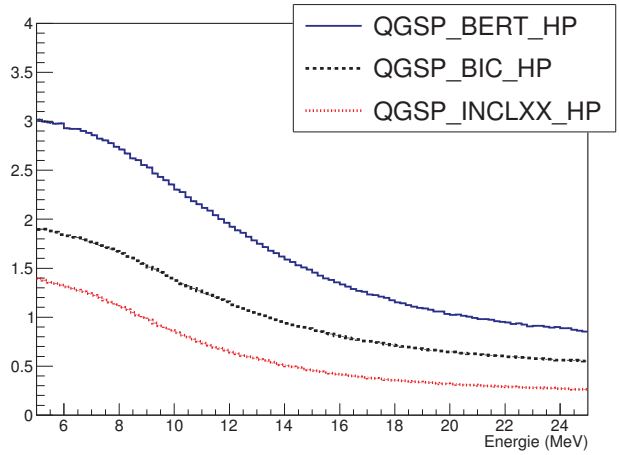


FIGURE 6.13. – Estimation du ratio des spectres reconstruits par le TPR à 90° et 0° pour les différents modèles nucléaires

cela correspond à environ 6.4×10^{12} protons de 70 MeV incidents sur un fantôme d'eau de 20 cm. Afin d'obtenir un spectre neutron réaliste, il est indispensable d'effectuer la mesure en salle de protonthérapie. En routine clinique, des faisceaux de protons de l'ordre du nA sont utilisés, ce qui correspond à un temps d'irradiation de l'ordre 1000 s, soit un peu plus de 15 min, pour obtenir une statistique suffisante. C'est un temps assez court pour qu'une telle mesure soit réalisable dans le cadre de tests systématiques. Afin d'améliorer la précision, nous pourrons au choix effectuer une mesure plus longue, éventuellement en plusieurs irradiations, ou utiliser un faisceau plus intense.

6.5. Augmentation de la gamme en énergie

6.5.1. Épaisseur de convertisseur

Une augmentation de l'épaisseur du convertisseur permettrait d'élargir la gamme en énergie ainsi que d'augmenter l'efficacité de conversion. Ces deux paramètres ont été calculés pour des épaisseurs de convertisseur allant de 50 µm à 5 mm.

Les simulations réalisées montrent que les performances se dégradent à partir d'une épaisseur de 5 mm (Table 6.11 et figure 6.14) avec un rétrécissement de la gamme en énergie et une faible augmentation de l'efficacité par rapport à 2 mm. Cela est dû à la grande quantité de protons qui n'arrivent pas à sortir du convertisseur. On choisira donc une épaisseur de 2 mm pour mesurer la gamme d'énergie la plus large possible, correspondant à une efficacité de mesure de $(1.67 \pm 0.03) \times 10^{-4}$) sur la gamme [7, 30] MeV (figure 6.15) .

Cette augmentation de la gamme en énergie se fait néanmoins au détriment de la résolution en énergie, comme on peut le voir sur la Table 6.1.

Table 6.11. – Effet de l'épaisseur du convertisseur sur les performances du TPR

Épaisseur	E_{min} **(MeV)**	E_{max} **(MeV)**	**Efficacité (×10^{-5})**
50 µm	4.5	20	2.3 ± 0.1
100 µm	4.5	20.5	3.1 ± 0.1
200 µm	5.0	23	4.5 ± 0.2
500 µm	5.5	28	8.8 ± 0.2
1000 µm	7	30	11.7 ± 0.3
2000 µm	7	35	16.7 ± 0.3
5000 µm	13	31	18.0 ± 0.3

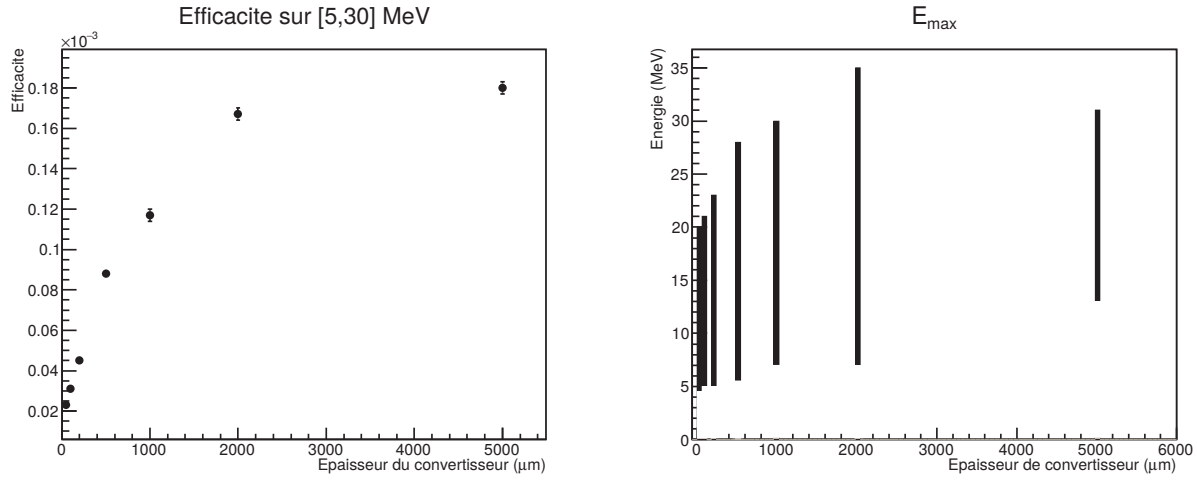


Figure 6.14. – Efficacité du TPR en fonction de l'épaisseur du convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14] (à gauche)
Gamme d'énergie accessible par le TPR en fonction de l'épaisseur du convertisseur pour un spectre de protonthérapie [FMS14] (à droite)

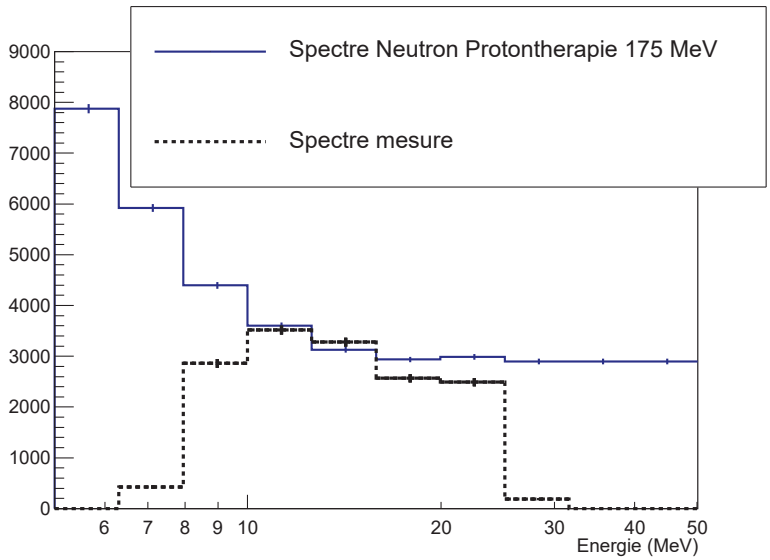


FIGURE 6.15. – Spectre neutron d'entrée [FMS14] en bleu et spectre reconstruit en noir

6.5.2. Angle de détection

On peut également augmenter l'énergie maximale accessible en tournant le TPR par rapport à la source de neutron (Eq. 2.4). Avec un angle de 45°, on double l'énergie des neutrons accessibles ($\cos^2(45°) = 2$). On peut alors mesurer des neutrons d'énergie comprise entre 9 et 85 MeV avec une efficacité de $(7.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ sur la gamme $[9, 85]$ MeV . Avec un angle de 60°, on quadruple l'énergie des neutrons accessible ($\cos^2(60°) = 4$). On mesure alors la totalité du spectre à haute énergie en protonthérapie avec une énergie minimale mesurable de 10 MeV et une efficacité de $(3.4 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ sur la gamme $[10, 175]$ MeV .

L'effet de l'angle de détection sur la reconstruction de pic à 20 MeV à 0°, 60 MeV à 45° et 120 MeV à 60° peut être vue sur la figure 6.16. Les pics sont reconstruits à 18 ± 2 MeV, 60 ± 20 MeV et 120 ± 40 MeV. On observe un léger biais systématique vers les basses énergies de l'énergie moyenne des pics reconstruits. Cela est dû à la trop grande épaisseur du convertisseur qui induit un biais dans l'énergie des protons (même à 0°). Encore une fois, on voit que l'élargissement de la gamme d'énergie se fait au détriment de la résolution. On devra donc réserver ce type de mesure à des variables peu sensibles à la résolution comme par exemple la fluence totale ou la dose neutron.

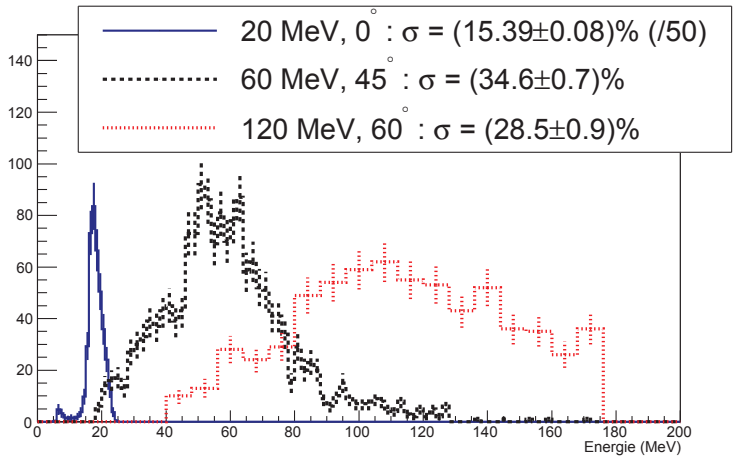


FIGURE 6.16. – Reconstruction des pics mono-énergétiques de 20, 60 et 120 MeV

6.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé les modifications à apporter au TPR pour une application en protonthérapie. En passant à une épaisseur de convertisseur de 500 µm et en rapprochant la diode et le convertisseur à 3 mm des CMOS, on obtient une résolution sur un spectre de protonthérapie de $(16.1 \pm 0.3(stat.))\%$, avec une efficacité de détection de $(9.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ sur la gamme $[5, 30]$ MeV. Il est également possible d'augmenter la gamme en énergie en jouant sur l'épaisseur du convertisseur ($[7, 30]$ MeV pour 2 mm) et sur l'angle de détection ($[10, 175]$ MeV à 60°). Cela se fera cependant aux dépends de la résolution en énergie.

Une application envisagée du TPR en protonthérapie est la validation expérimentale des différents modèles d'interaction nucléaire utilisés dans les codes de simulation Monte Carlo. Nous avons montré, en nous basant sur le cas de Geant4, qu'une mesure sur la gamme $[5, 30]$ MeV permettrait de discriminer les différents modèles au travers d'une mesure du ratio entre les spectres neutrons à 90° et 0° de l'axe d'un faisceau de protons de 70 MeV incident sur un fantôme d'eau de 20 cm. Une autre application consisterait en l'étude systématique de la modification du spectre neutron en fonction des différents paramètres d'un traitement en protonthérapie (énergie du faisceau, distance à l'isocentre, etc.). Cette étude systématique serait facilitée par la rapidité et la praticité de la reconstruction en temps réel du spectre neutron possible avec notre TPR.

7. Conclusion et ouverture

Les neutrons sont de nos jours utilisés dans de nombreux domaines tels la physique nucléaire, l'énergétique, la biologie, la médecine ou encore la caractérisation des matériaux. Ils constituent également un bruit de fond important auprès de nombreuses expériences de physique fondamentale, et ont été identifiés comme une problématique de radioprotection en salle de radiothérapie. La connaissance du spectre en énergie des neutrons est une étape indispensable à la caractérisation d'une installation, tant de recherche que dans les différents domaines d'applications industrielles et médicales.

Cette thèse s'est intéressée au développement d'un Télescope à Protons de Reculs à pixels CMOS ultra-rapides permettant la mesure de spectres neutrons à haut flux pour diverses applications, dont deux ont été étudiées en détail dans cette thèse :

— la mesure du spectre neutron avec une résolution en énergie inférieure à 5% pour la caractérisation de l'accélérateur AMANDE (IRSN).

— la mesure du spectre neutron en salle de protonthérapie.

De nombreux spectromètres neutrons existent déjà mais le système développé permet de disposer d'un détecteur compact en temps-réel pour la mesure des neutrons d'énergie supérieure à 4 MeV jusqu'à un flux de l'ordre de $10^8 - 10^9$ n.cm^{-2}.s^{-1}. La résolution et l'efficacité de détection sont ajustables en fonction de l'application recherchée en modulant simplement l'épaisseur de convertisseur. Ce détecteur est constitué d'un convertisseur en polyéthylène, de trois capteurs CMOS pixelisés FastPixN pour la trajectographie et de deux diodes silicium pour la mesure de l'énergie des protons. Il a été modélisé en utilisant le code de simulation Geant4 afin de pouvoir optimiser sa géométrie et de déterminer ses performances, pour les diverses applications.

Concernant la première application, auprès de l'accélérateur AMANDE de l'IRSN-Cadarache, notre détecteur viendra compléter un ensemble de spectromètres neutron déjà mis en place : un système de mesure du temps de vol permettant la mesure de faisceau pulsés et une chambre à projection temporelle (μ-TPC) permettant la mesure des neutrons avec une bonne résolution jusqu'à des énergies de 4 MeV. Notre spectromètre aura pour but de mesurer les neutrons d'énergie comprise entre 4 et 20 MeV en faisceau continu avec une résolution inférieure à 5%. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser un convertisseur de 50 μm permettant de mesurer des neutrons aussi bas que 5 MeV avec la meilleure résolution possible. Nous avons étudié l'effet de la distance entre les plans de CMOS sur les performances du TPR et avons conclu que la distance optimale réalisable était de 6 mm entre les différents plans de CMOS. Dans le but d'améliorer la résolution, nous avons étudié les sources d'incertitudes. Nous avons constaté que la source d'incertitude majeure sur les énergies du proton et du neutron était l'impossibilité de déterminer sa position de création

au sein du convertisseur. La diffusion dans l'air et dans les CMOS entraîne également une perte de résolution, tout comme l'incertitude sur l'angle d'émission. Les simulations Monte-Carlo indiquent au final une incertitude théorique minimale de $(1.4 \pm 0.7)\%$. Les sources de bruit de fond ont été identifiées comme étant de trois types : des protons créés dans la diode, à l'extérieur du convertisseur et s'échappant de la diode. Afin de réduire le bruit de fond et ainsi d'améliorer la résolution, nous avons ajouté un veto diode et établi des coupures permettant d'éliminer $(62 \pm 6)\%$ du bruit de fond. Nous obtenons ainsi une résolution de $(3.47 \pm 0.05(stat.))\%$ et une efficacité de $(1.62 \pm 0.05(stat.)) \times 10^{-5}$ pour un spectre AmBe. Pour des pics mono-énergétiques, nous atteignons les performances présentées dans la Table 7.1.

Table 7.1. – Capacité de reconstruction du TPR à différentes énergies

Énergie (MeV)	**Efficacité ($\times 10^{-5}$)**	**Énergie moyenne (MeV)**	**Résolution au pic**
5	1.74 ± 0.05	4.931 ± 0.005	$(3.29 \pm 0.06)\%$
7	1.83 ± 0.05	6.987 ± 0.005	$(1.95 \pm 0.05)\%$
10	1.59 ± 0.05	10.005 ± 0.005	$(1.30 \pm 0.03)\%$
14	1.45 ± 0.05	14.017 ± 0.004	$(1.11 \pm 0.02)\%$

Afin de recouper efficacement avec la gamme de la μ-TPC, nous avons également étudié la possibilité de supprimer le premier capteur CMOS, ce qui permet de mesurer des neutrons de 4 MeV avec une résolution de $(3.75 \pm 0.05)\%$ et une efficacité de $(1.59 \pm 0.03) \times 10^{-5}$.

La seconde application, la spectrométrie neutron en salle de protonthérapie, est aujourd'hui un sujet porteur grâce à l'intérêt croissant porté à la réduction de la dose hors-champ à laquelle sont soumis les patients traités par radiothérapie. En protonthérapie, la grande majorité de la dose hors-champ est due aux neutrons émis par le patient (protonthérapie active) ou par l'accélérateur (protonthérapie passive). La dose neutron dépend de nombreux paramètres tels que l'énergie du faisceau, l'angle par rapport à celle-ci ou encore la distance par rapport à l'isocentre, ce qui fait qu'il est très difficile d'estimer précisément la dose neutron délivrée par un plan de traitement donné, par calcul analytique ou simulation Monte-Carlo. La connaissance du spectre neutron est en effet indispensable à un calcul dosimétrique précis. Les spectromètres actuellement utilisés ou en cours de développement souffrent, contrairement à notre dispositif, d'une limitation à la mesure neutrons en conditions cliniques à cause du haut flux de neutrons émis. Bien que notre détecteur soit capable de mesurer un tel flux de neutrons, celui-ci engendre un fort taux de bruit de fond qui risque de biaiser la mesure du spectre neutron. Nous avons simulé l'effet de ces coïncidences fortuites sur les performances du TPR et nous avons également optimisé la géométrie du TPR pour cette application, en particulier l'épaisseur du convertisseur, dont avons conclu que l'épaisseur optimale était 500 μm. Nous avons trouvé une influence notable de la distance entre le dernier plan de CMOS et la diode et conclu qu'il fallait rapprocher la diode à 3 mm du FastPixN. À l'issue de ces optimisations, les simulations Monte-Carlo ont permis de définir les caractéristiques d'un prototype capable de mesurer

des neutrons entre 5 et 30 MeV avec une résolution de $(16.1 \pm 0.3(stat.))\%$ et une efficacité moyenne de $(9.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$.

Le TPR peut également mesurer des neutrons sur une gamme en énergie beaucoup plus large. En utilisant un convertisseur d'une épaisseur de 2 mm, il est possible de mesurer des neutrons entre 7 et 35 MeV avec une efficacité de $(1.67 \pm 0.03) \times 10^{-4}$. On peut encore élargir la gamme en tournant le TPR d'un angle de 45° par rapport à la source de neutron, ce qui permet de mesurer des neutrons entre 9 et 85 MeV avec une efficacité de $(7.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$. En tournant le TPR de 60°, nous sommes même capables de mesurer des neutrons entre 10 et 175 MeV avec une efficacité de $(5.7 \pm 0.4) \times 10^{-7}$. Cela entraîne néanmoins une dégradation de la résolution et même un léger biais de reconstruction.

De façon à pouvoir mesurer les neutrons en salle de protonthérapie, nous devons cependant être raisonnablement certains de la direction des neutrons incidents. Nous avons testé la possibilité de restreindre la direction des neutrons incidents grâce à un collimateur, que nous avons rejeté plus tard. Au contraire, nous avons montré qu'étant donné la distribution spatiale de création des neutrons rapides, s'éloigner du fantôme d'une distance de l'ordre de la taille du fantôme suffit à réduire l'incertitude sur l'énergie du neutron créé à moins de 2%.

Afin de pouvoir estimer la dose neutron délivrée au patient, il est nécessaire d'utiliser des simulations Monte-Carlo. Malheureusement, les différents modèles d'interaction nucléaires présents dans les logiciels de simulation et les logiciels de planification de traitement donnent des résultats très différents. Nous nous sommes ainsi intéressés à la comparaison de trois de ces modèles (Bertini, BIC et INCL) et à la capacité du TPR à les différencier afin d'établir expérimentalement lequel est le plus juste concernant l'estimation de la dose neutron en protonthérapie. En simulant l'irradiation d'un fantôme d'eau de 20 cm par des protons de 70 MeV, nous avons déterminé les spectres neutrons donnés par ces trois modèles à 0 et 90° du faisceau ainsi que le ratio entre les deux spectres. Nous avons également déterminé la distribution angulaire des neutrons. Les trois modèles devraient pouvoir être testés en mesurant le ratio aux alentours de 7 MeV, avec une différence minimale de 25% entre les modèles.

Lors de cette thèse, nous avons effectué une caractérisation expérimentale du capteur FastPixN, utilisé pour reconstruire la trajectoire des protons dans le détecteur. Nous avons prouvé l'absence de déformation ou de zone morte sur le capteur, ainsi que le bon fonctionnement de l'algorithme de reconstruction. Nous avons cependant observé une différence de réponse entre les moitiés du capteur qui devra, selon l'application, être corrigée en appliquant une efficacité différente à chaque demi-capteur traversé par les protons. Au sein de chaque demi-capteur, nous avons mesuré une bonne uniformité de la réponse selon la direction X et une plus mauvaise uniformité selon la direction Y. Afin de corriger cette dernière, une calibration devra être effectuée pour chaque colonne de chaque demi-capteur afin de permettre une bonne détermination de l'énergie des protons traversant les FastPixN.

À l'issue de cette thèse, beaucoup reste à faire pour aboutir à la réalisation d'un prototype opérationnel. La fabrication du TPR est bientôt achevée mais il reste encore à étalonner et tester celui-ci comme décrit en section 4.4. On pourra également en profiter pour mesurer de manière expérimentale les valeurs de pertes d'énergie de la Table 3.3.

Une fois caractérisé, il pourra être modifié pour être utilisé en salle de protonthérapie. Une mesure de spectre avec un fantôme d'eau pourra être effectuée dans un premier temps à flux réduit de façon à pouvoir comparer avec une mesure par sphères de Bonner et fournir directement une mesure de dose. Une fois que le TPR aura été comparé avec succès au BSS, une mesure en condition clinique pourra être effectuée et une comparaison avec la mesure à flux réduit pourra être effectuée.

Une fois le TPR entièrement caractérisé et étalonné, il sera utilisé pour mesurer le spectre neutron auprès de l'accélérateur AMANDE. Cela permettra de mesurer une éventuelle dérive de l'énergie ainsi qu'une éventuelle « pollution » de la cible ou de l'environnement. Les premières mesures du spectre neutron en salle de protonthérapie permettront quant à elles d'établir lequel des modèles d'interaction nucléaires utilisés dans les codes de simulation ou les logiciels de planification de traitement, reproduit le mieux les résultats expérimentaux. Le TPR pourra également être utilisé afin de déterminer l'effet de la modification des paramètres de traitement sur les spectres neutrons, voire établir le spectre neutron de façon systématique pour chaque traitement.

Annexes

A. Algorithme de lecture des FastPixN

Les ADC 4 bits sont codés en Gray inversés. La Table A.1 fourni la conversion du Gray inverse au décimal.

Les FastPixN sont divisés en deux demi-capteurs de 128*64 pixels, que nous nommerons *Top (T)* et *Bottom (B)*. Top et Bottom sont traités de la même façon mais avec une rotation de 180°. Bottom est composé de 16 ADC lisant chacun 8 colonnes de 64 pixels. Les lignes de pixels sont lues de bas en haut pour Bottom. Nous nommerons les ADC de 15 à 0 de gauche à droite. Nous nommerons les pixels d'une ligne lus par **un** ADC de 0 à 7 de gauche à droite. Les 4 bits de l'ADC seront numérotés de 0 à 3 de celui de plus faible valeur à celui de plus haute valeur. Le bit T15-7-0 corresponds donc au bit le plus faible du pixel le plus à droite de l'ADC le plus à gauche. Les sorties du FastPixN sont des mots de 8 bits correspondants à un quart des ADC du capteur. La lecture de la valeur d'un bit de tous les ADC forment une ligne de 4×8 bits découpée en 4 mots de 8 bits. Les valeur sont ordonnées comme suit : $T15; T14; \cdots; T0; B15; \cdots; B0$. Nommons les 4 parties de cette ligne A, B, C et D. Les mots sont sortis dans l'ordre DCBA. Chaque ligne ne correspond qu'à un bit d'un pixel des ADC. Il faut donc 4 lignes pour obtenir la valeur d'un pixel des ADC et 64×4 lignes, soit 1024 mots de 8 bits, pour lire tout le capteur. Les bits des ADC sont lus à la suite du plus faible au plus fort. Une fois tous les bits d'un pixel lus, le pixel suivant est lu. Les pixels d'un ADC sont lus de 7 à 0, soit de droite à gauche. Une fois qu'une ligne de pixel a été lue entièrement, on passe à la ligne suivante.

Une explication plus visuelle est fournie sur la figure A.1

Dans la première version de l'algorithme, le dernier bit d'une ligne (T*-0-3 sur la figure A.1) était fixé à 1 pour chaque ADC. Cela induisait une valeur maximale de 7 pour la première colonne de chaque ADC (voir Table A.1). Ce problème a été résolu en modifiant l'algorithme de lecture.

Notre algorithme de décodage des fichiers effectue le travail inverse de l'algorithme de lecture. Il lit 16 mots de 8 bits afin de reconstituer un pixel de chaque ADC. En effectuant 8 fois ce travail, il lit tous les pixels d'une ligne, et ce 64 fois pour les 64 lignes.

Table A.1. – Tableau de conversion décimal / Gray inverse

Décimal	0	1	2	3	4	5	6	7
Gray inverse	1111	1110	1100	1101	1001	1000	1010	1011

Décimal	8	9	10	11	12	13	14	15
Gray inverse	0011	0010	0000	0001	0101	0100	0110	0111

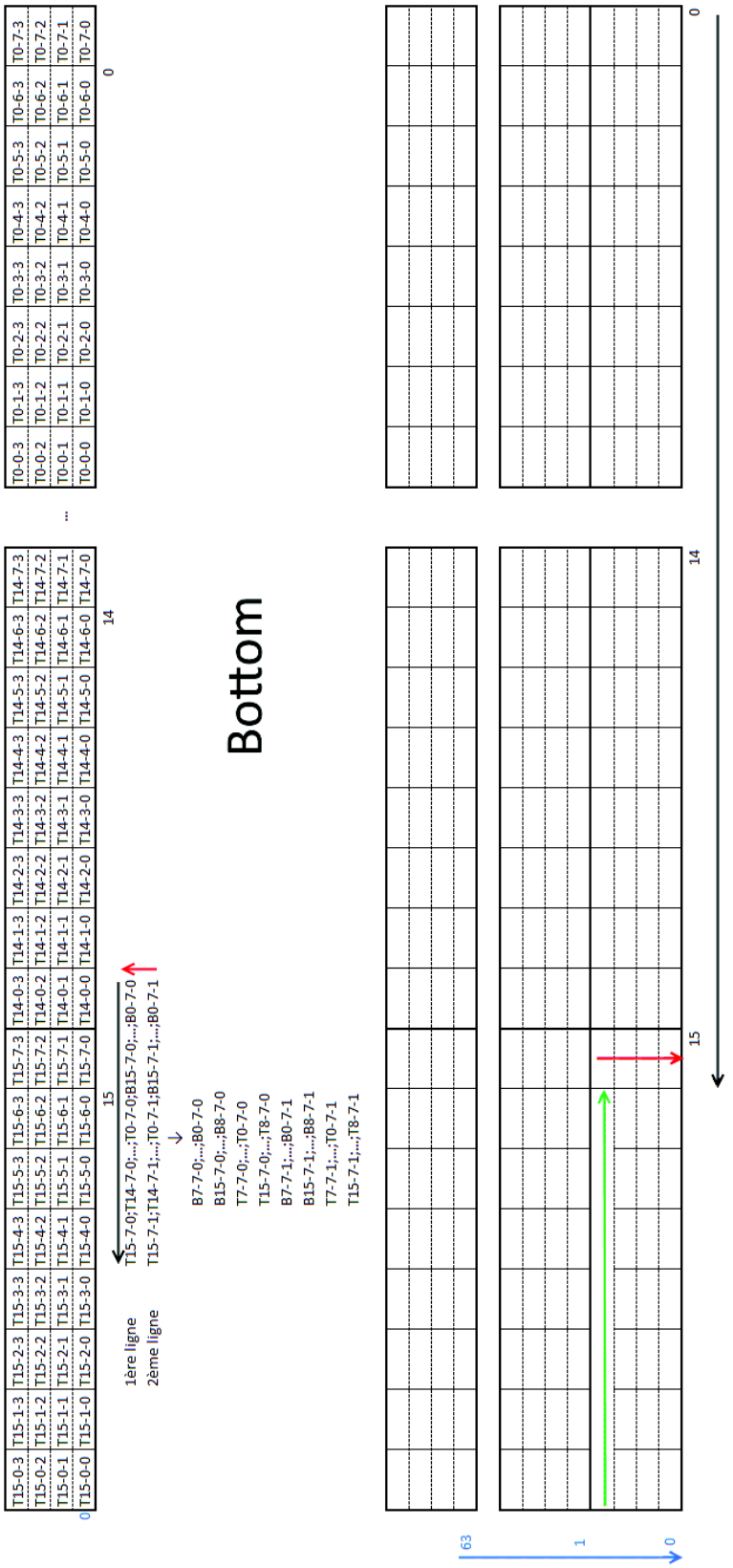


FIGURE A.1. – Schéma de l'algorithme de lecture de FastPixN

B. Collisions élastiques

Les équations de mouvement des collisions élastiques s'établissent à l'aide de la conservation de l'impulsion et de l'énergie.

Pour la collision d'un neutron avec un proton ($m_n \approx m_p$) au repos, on a :

$$\begin{cases} p_{x_{n_i}} = p_{x_{n_f}} + p_{x_{p_f}} & (1) \\ p_{y_{n_f}} + p_{y_{p_f}} = 0 & (2) \\ E_{n_i} = E_{n_f} + E_{p_f} & (3) \end{cases} \tag{B.1}$$

En coordonnées polaires :

$$p_x = p_r \cos\theta \tag{B.2}$$

$$p_y = p_r \sin\theta \tag{B.3}$$

On remplace dans B.1 :

$$\begin{cases} p_{r_{n_i}} = p_{r_{n_f}} \cos\theta_n + p_{r_{p_f}} \cos\theta_p & (1) \\ p_{y_{n_f}} \sin\theta_n + p_{y_{p_f}} \sin\theta_p = 0 & (2) \\ E_{n_i} = E_{n_f} + E_{p_f} & (3) \end{cases} \tag{B.4}$$

On a :

$$p_{r_\alpha} = \sqrt{2mE_\alpha} \tag{B.5}$$

ce qui nous permet d'éliminer les impulsions :

$$\begin{cases} \sqrt{E_{n_i}} = \sqrt{E_{n_f}} \cos\theta_n + \sqrt{E_{p_f}} \cos\theta_p & (1) \\ \sqrt{E_{n_f}} \sin\theta_n + \sqrt{E_{p_f}} \sin\theta_p = 0 & (2) \\ E_{n_i} = E_{n_f} + E_{p_f} & (3) \end{cases} \tag{B.6}$$

On isole E_{n_f} :

$$\begin{cases} \sqrt{E_{n_f}} \cos\theta_n = \sqrt{E_{n_i}} - \sqrt{E_{p_f}} \cos\theta_p & (1) \\ \sqrt{E_{n_f}} \sin\theta_n = -\sqrt{E_{p_f}} \sin\theta_p & (2) \\ E_{n_f} = E_{n_i} - E_{p_f} & (3) \end{cases} \tag{B.7}$$

On passe (1) et (2) au carré :

$$\begin{cases} E_{n_f} \cos^2\theta_n = E_{n_i} + E_{p_f} \cos^2\theta_p - 2\sqrt{E_{n_i} E_{p_f}} \cos\theta_p & (1)^2 \\ E_{n_f} \sin^2\theta_n = E_{p_f} \sin^2\theta_p & (2)^2 \\ E_{n_f} = E_{n_i} - E_{p_f} & (3) \end{cases} \tag{B.8}$$

On rassemble les deux moitiés de l'égalité :

$$E_{n_i} - E_{p_f} = E_{n_i} + E_{p_f}\cos^2\theta_p - 2\sqrt{E_{n_i}E_{p_f}}\cos\theta_p + E_{p_f}\sin^2\theta_p \qquad ((3) = (1)^2 + (2)^2)$$

qui se simplifie en :

$$2\sqrt{E_{n_i}E_{p_f}}\cos\theta_p = 2E_{p_f} \tag{B.9}$$

On passe au carré :

$$E_{n_i}E_{p_f}\cos^2\theta_p = E_{p_f}^2 \tag{B.10}$$

Au final, on obtient :

$$E_{n_i} = \frac{E_{p_f}}{\cos^2\theta_p} \tag{B.11}$$

Pour la collision d'un neutron avec un deuton au repos ($m_d \approx 2m_n$), on a de la même façon le système d'équations B.4 :

$$\begin{cases} p_{r_{n_i}} = p_{r_{n_f}}\cos\theta_n + p_{r_{d_f}}\cos\theta_d & (1) \\ p_{y_{n_f}}\sin\theta_d + p_{y_{p_f}}\sin\theta_d = 0 & (2) \\ E_{n_i} = E_{n_f} + E_{d_f} & (3) \end{cases}$$

On a :

$$p_{r_\alpha} = \sqrt{2m_\alpha E_\alpha} \tag{B.12}$$

ce qui permet d'éliminer les impulsions :

$$\begin{cases} \sqrt{E_{n_i}} = \sqrt{E_{n_f}}\cos\theta_n + \sqrt{2E_{d_f}}\cos\theta_d & (1) \\ \sqrt{E_{n_f}}\sin\theta_n + \sqrt{2E_{d_f}}\sin\theta_d = 0 & (2) \\ E_{n_i} = E_{n_f} + E_{d_f} & (3) \end{cases} \tag{B.13}$$

On isole E_{d_f} :

$$\begin{cases} \sqrt{2E_{d_f}}\cos\theta_d = \sqrt{E_{n_i}} - \sqrt{E_{n_f}}\cos\theta_n & (1) \\ \sqrt{2E_{d_f}}\sin\theta_d = -\sqrt{E_{n_f}}\sin\theta_n & (2) \\ E_{d_f} = E_{n_i} - E_{n_f} & (3) \end{cases} \tag{B.14}$$

On passe (1) et (2) au carré :

$$\begin{cases} 2E_{d_f}\cos^2\theta_d = E_{n_i} + E_{n_f}\cos^2\theta_n - 2\sqrt{E_{n_i}E_{n_f}}\cos\theta_n & (1)^2 \\ 2E_{d_f}\sin^2\theta_d = E_{n_f}\sin^2\theta_n & (2)^2 \\ E_{d_f} = E_{n_i} - E_{n_f} & (3) \end{cases} \tag{B.15}$$

On rassemble les deux moitiés de l'égalité :

$$2E_{n_i} - 2E_{n_f} = E_{n_i} + E_{n_f}\cos^2\theta_n - 2\sqrt{E_{n_i}E_{n_f}}\cos\theta_n + E_{n_f}\sin^2\theta_n \qquad (2\times(3) = (1)^2 + (2)^2)$$

qui se simplifie en :

$$3E_{n_f} = \sqrt{E_{n_i}E_{n_f}}\cos\theta_n \tag{B.16}$$

On passe au carré :

$$9E_{n_f}^2 = E_{n_i} E_{n_f} \cos^2 \theta_n \tag{B.17}$$

Au final, on obtient :

$$E_{n_i} = \frac{9E_{n_f}}{\cos^2 \theta_n} \tag{B.18}$$

Plus généralement, on a :

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \cos^2 \theta \tag{B.19}$$

avec E_r l'énergie du noyau de recul et A la masse atomique du noyau.

C. Propagation des erreurs

La formule d'estimation de l'énergie du neutron est la suivante.

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2\theta} \tag{C.1}$$

En sachant

$$\sqrt{u}' = \frac{u'}{2\sqrt{u}} \tag{C.2}$$

on obtient la résolution absolue

$$\sigma_{E_n} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_p}}{\cos^2\theta}\right)^2 + \left(\frac{2\sigma_{\cos\theta}E_p}{\cos^3\theta}\right)^2} \tag{C.3}$$

On fait apparaître $E_n = E_p/\cos^2\theta$

$$\sigma_{E_n} = \sqrt{\left(\frac{E_p}{\cos^2\theta}\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 4\left(\frac{E_p}{\cos^2\theta}\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2} \tag{C.4}$$

on obtient la résolution relative

$$\frac{\sigma_{E_n}}{E_n} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 4\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2} \tag{C.5}$$

À partir de l'équation C.3, on peut calculer l'incertitude relative sur la résolution

$$\left(\sigma_{\sigma_{E_n}}\right)^2 = \left(\frac{1}{2\sigma_{E_n}}\right)^2\left(\left(\sigma_{E_p}\frac{4\sigma^2_{\cos\theta}}{\cos^6\theta}\times 2E_p\right)^2 + \left(\sigma_{\cos\theta}\left(\sigma^2_{E_p}\frac{-4}{\cos^5\theta} + 4\sigma^2_{\cos\theta}E_p^2\frac{-6}{\cos^7\theta}\right)\right)^2\right) \tag{C.6}$$

On fait apparaître les incertitudes relatives à droite

$$\sigma^2_{\sigma_{E_n}} = \left(\frac{1}{2\sigma_{E_n}}\right)^2\left(\left(\frac{8E_p^2\sigma_{E_p}/E_p\left(\sigma_{\cos\theta}/\cos\theta\right)^2}{\cos^4\theta}\right)^2 + \left(\frac{-4E_p^2\left(\sigma_{E_p}/E_p\right)^2\sigma_{\cos\theta}/\cos\theta - 24E_p^2\left(\sigma_{\cos\theta}/\cos\theta\right)^3}{\cos^4\theta}\right)^2\right) \tag{C.7}$$

puis à gauche

$$\left(\frac{\sigma_{\sigma_{E_n}}}{\sigma_{E_n}}\right)^2 = \left(\frac{E_p^2}{\sigma_{E_n}^2 \cos^4\theta}\right)^2 \left(\left(4\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2\right)^2 + \left(-2\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\left(\left(\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 6\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2\right)\right)^2\right) \quad \text{(C.8)}$$

Au final, on obtient

$$\left(\frac{\sigma_{\sigma_{E_n}}}{\sigma_{E_n}}\right)^2 = \left(\frac{E_n}{\sigma_{E_n}}\right)^4 \left(\left(4\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2\right)^2 + \left(-2\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\left(\left(\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 6\left(\frac{\sigma_{\cos\theta}}{\cos\theta}\right)^2\right)\right)^2\right) \quad \text{(C.9)}$$

D. Tables de pertes d'énergie

Les tables suivantes ont été obtenus à l'aide de simulations Geant4 de la perte d'énergie de protons de 200 MeV dans des blocs de matériau jusqu'à leur arrêt. On considère une interpolation linéaire entre deux points et une extrapolation linéaire au-delà de la gamme d'énergie. L'énergie de proton considérée est l'énergie du proton après sa perte d'énergie. Ceci est dû à la méthode de reconstruction inverse de l'énergie (figure 3.11).

Contrairement aux tables précédentes, la table suivante a été obtenue à l'aide d'une simulation Geant4 de la perte d'énergie de protons de différentes énergies créés dans un convertisseur de 500 μm avec des angles d'émission compris entre 0° et 45°. Nous avons changé de méthode à cause de l'épaisseur importante du convertisseur.

TABLE D.1. – Perte d'énergie linéique moyenne de protons de différentes énergies et d'incidence normale dans le convertisseur de 50 μm

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)
10×10^{-3}	36	140×10^{-3}	31.2	2.	15.4
11×10^{-3}	35.8	160×10^{-3}	31	2.2	14.3
12.5×10^{-3}	35.6	180×10^{-3}	31	2.5	13.2
14×10^{-3}	35.4	200×10^{-3}	29.8	2.8	12.2
16×10^{-3}	35.3	220×10^{-3}	29.4	3.2	11.3
18×10^{-3}	35.2	250×10^{-3}	30.	3.5	10.4
20×10^{-3}	35	280×10^{-3}	29.1	4.	9.5
22×10^{-3}	35	320×10^{-3}	33.1	4.5	8.67
25×10^{-3}	34.6	350×10^{-3}	28.6	5.	7.97
28×10^{-3}	34.7	400×10^{-3}	27.7	5.6	7.29
32×10^{-3}	34.4	450×10^{-3}	32.3	6.3	6.63
35×10^{-3}	34.7	500×10^{-3}	29.2	7.1	6.07
40×10^{-3}	34.2	560×10^{-3}	28.	7.9	5.5
45×10^{-3}	34.1	630×10^{-3}	28.4	8.9	4.98
50×10^{-3}	34.5	710×10^{-3}	29.7	10.	4.6
56×10^{-3}	33.8	790×10^{-3}	26.3	11.	4.19
63×10^{-3}	33.7	890×10^{-3}	26.7	12.5	3.81
71×10^{-3}	33.4	1.	24.2	14.	3.48
79×10^{-3}	33.2	1.1	21.7	16.	3.16
89×10^{-3}	33.1	1.25	20.3	18.	2.88
100×10^{-3}	32.6	1.4	19.1	20.	2.52
110×10^{-3}	32.3	1.6	17.7		
125×10^{-3}	31.7	1.8	16.6		

TABLE D.2. – Perte d'énergie linéique moyenne de protons de différentes énergies et d'incidence normale dans l'air

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)
28×10^{-3}	7.56×10^{-2}	560×10^{-3}	3.93×10^{-2}	11.	5.99×10^{-3}
32×10^{-3}	7.79×10^{-2}	630×10^{-3}	3.7×10^{-2}	12.5	5.88×10^{-3}
35×10^{-3}	8.12×10^{-2}	710×10^{-3}	3.72×10^{-2}	14.	5.55×10^{-3}
40×10^{-3}	8.34×10^{-2}	790×10^{-3}	3.89×10^{-2}	16.	5.4×10^{-3}
45×10^{-3}	8.5×10^{-2}	890×10^{-3}	$3. \times 10^{-2}$	18.	4.4×10^{-3}
50×10^{-3}	8.56×10^{-2}	1.00	2.81×10^{-2}	20.	4.14×10^{-3}
56×10^{-3}	8.65×10^{-2}	1.10	2.6×10^{-2}	22.	3.83×10^{-3}
63×10^{-3}	8.73×10^{-2}	1.25	2.49×10^{-2}	25.	3.69×10^{-3}
71×10^{-3}	8.76×10^{-2}	1.40	2.97×10^{-2}	28.	3.43×10^{-3}
79×10^{-3}	8.67×10^{-2}	1.60	2.3×10^{-2}	32.	3.14×10^{-3}
89×10^{-3}	8.56×10^{-2}	1.80	1.96×10^{-2}	35.	2.9×10^{-3}
$100. \times 10^{-3}$	8.4×10^{-2}	2.00	1.84×10^{-2}	40.	2.72×10^{-3}
$110. \times 10^{-3}$	8.21×10^{-2}	2.20	1.73×10^{-2}	45.	2.45×10^{-3}
$125. \times 10^{-3}$	7.98×10^{-2}	2.50	1.48×10^{-2}	50.	2.19×10^{-3}
$140. \times 10^{-3}$	7.65×10^{-2}	2.80	1.37×10^{-2}	56.	2.15×10^{-3}
$160. \times 10^{-3}$	7.35×10^{-2}	3.20	1.4×10^{-2}	63.	1.95×10^{-3}
$180. \times 10^{-3}$	7.01×10^{-2}	3.50	1.28×10^{-2}	71.	17.7×10^{-4}
$200. \times 10^{-3}$	6.64×10^{-2}	4.00	1.13×10^{-2}	79.	16.6×10^{-4}
$220. \times 10^{-3}$	6.28×10^{-2}	4.50	1.09×10^{-2}	89.	$16. \times 10^{-4}$
$250. \times 10^{-3}$	5.91×10^{-2}	5.00	1.09×10^{-2}	100.	14.5×10^{-4}
280×10^{-3}	5.55×10^{-2}	5.60	0.923×10^{-2}	110.	13.8×10^{-4}
320×10^{-3}	5.21×10^{-2}	6.30	0.852×10^{-2}	125.	12.6×10^{-4}
350×10^{-3}	4.87×10^{-2}	7.10	0.88×10^{-2}	140.	17.4×10^{-4}
400×10^{-3}	4.53×10^{-2}	7.90	0.717×10^{-2}	160.	11.1×10^{-4}
450×10^{-3}	4.26×10^{-2}	8.90	6.99×10^{-3}	180.	10.2×10^{-4}
500×10^{-3}	4.11×10^{-2}	10.	6.4×10^{-3}	200.	9.91×10^{-4}

TABLE D.3. – Perte d'énergie linéique moyenne de protons de différentes énergies et d'incidence normale dans la couche d'oxyde

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)
10×10^{-3}	82.	140×10^{-3}	63.2	2.	27.3
11×10^{-3}	82.	160×10^{-3}	62.7	2.2	25.1
12.5×10^{-3}	78.8	180×10^{-3}	61.7	2.5	23.2
14×10^{-3}	78.8	200×10^{-3}	62.3	2.8	21.3
16×10^{-3}	78.6	220×10^{-3}	62.6	3.2	19.5
18×10^{-3}	78.3	250×10^{-3}	61.1	3.5	18.
20×10^{-3}	77.5	280×10^{-3}	60.7	4.	16.7
22×10^{-3}	77.1	320×10^{-3}	58.8	4.5	15.3
25×10^{-3}	76.6	350×10^{-3}	58.4	5.	14.2
28×10^{-3}	75.8	400×10^{-3}	62.6	5.6	13.
32×10^{-3}	75.1	450×10^{-3}	59.6	6.3	11.8
35×10^{-3}	74.5	500×10^{-3}	56.2	7.1	10.9
40×10^{-3}	73.6	560×10^{-3}	53.7	7.9	10.
45×10^{-3}	72.8	630×10^{-3}	51.2	8.9	9.17
50×10^{-3}	72.4	710×10^{-3}	48.7	10.	8.41
56×10^{-3}	71.7	790×10^{-3}	46.1	11.	7.69
63×10^{-3}	70.5	890×10^{-3}	43.4	12.5	7.02
71×10^{-3}	69.6	1.	41.	14.	6.4
79×10^{-3}	68.7	1.1	38.5	16.	5.84
89×10^{-3}	67.3	1.25	36.	18.	5.34
100×10^{-3}	66.4	1.4	33.8	20.	4.85
110×10^{-3}	65.2	1.6	31.4		
125×10^{-3}	64.	1.8	29.2		

Table D.4. – Perte d'énergie linéique moyenne de protons de différentes énergies et d'incidence normale dans la couche épitaxiale

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)
10e-3	61.2	140e-3	52.4	2.	25.4
11e-3	60.7	160e-3	51.8	2.2	23.6
12.5e-3	60.2	180e-3	51.1	2.5	22.
14e-3	59.7	200e-3	50.5	2.8	20.3
16e-3	59.2	220e-3	49.6	3.2	18.7
18e-3	59.5	250e-3	48.9	3.5	17.3
20e-3	59.2	280e-3	47.9	4.	16.
22e-3	59.1	320e-3	47.1	4.5	14.7
25e-3	58.7	350e-3	46.1	5.	13.5
28e-3	58.3	400e-3	45.2	5.6	12.4
32e-3	58.1	450e-3	44.1	6.3	11.3
35e-3	57.7	500e-3	42.9	7.1	10.4
40e-3	57.5	560e-3	41.6	7.9	9.49
45e-3	57.	630e-3	40.	8.9	8.7
50e-3	56.8	710e-3	38.2	10.	8.02
56e-3	56.1	790e-3	37.9	11.	7.33
63e-3	55.7	890e-3	36.3	12.5	6.68
71e-3	55.4	1.	36.9	14.	6.09
79e-3	54.9	1.1	34.9	16.	5.55
89e-3	54.4	1.25	33.	18.	5.08
100e-3	53.9	1.4	31.1	20.	4.55
110e-3	53.3	1.6	29.1		
125e-3	53.	1.8	27.2		

TABLE D.5. – Perte d'énergie linéique moyenne de protons de différentes énergies et d'incidence normale dans le substrat

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)
10×10^{-3}	42.3	140×10^{-3}	35.8	2.	24.9
11×10^{-3}	42.3	160×10^{-3}	35.9	2.2	20.4
12.5×10^{-3}	39.	180×10^{-3}	35.1	2.5	19.3
14×10^{-3}	38.5	200×10^{-3}	35.3	2.8	18.1
16×10^{-3}	38.5	220×10^{-3}	34.4	3.2	17.9
18×10^{-3}	38.7	250×10^{-3}	33.9	3.5	15.9
20×10^{-3}	40.1	280×10^{-3}	33.7	4.	14.9
22×10^{-3}	38.6	320×10^{-3}	33.3	4.5	14.6
25×10^{-3}	38.4	350×10^{-3}	32.7	5.	13.2
28×10^{-3}	38.4	400×10^{-3}	32.6	5.6	12.2
32×10^{-3}	38.	450×10^{-3}	31.8	6.3	11.2
35×10^{-3}	38.1	500×10^{-3}	31.4	7.1	10.3
40×10^{-3}	37.9	560×10^{-3}	30.8	7.9	9.46
45×10^{-3}	37.9	630×10^{-3}	30.2	8.9	8.65
50×10^{-3}	37.7	710×10^{-3}	29.5	10.	7.97
56×10^{-3}	38.1	790×10^{-3}	28.7	11.	7.26
63×10^{-3}	38.4	890×10^{-3}	28.	12.5	6.62
71×10^{-3}	37.7	1.	27.4	14.	6.06
79×10^{-3}	37.	1.1	26.5	16.	5.39
89×10^{-3}	37.	1.25	25.8	18.	5.01
100×10^{-3}	37.2	1.4	25.1	20.	4.04
110×10^{-3}	36.5	1.6	25.8		
125×10^{-3}	36.1	1.8	25.7		

TABLE D.6. – Perte d'énergie linéique moyenne de protons de différentes énergies et d'incidence normale dans le veto

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV/mm)
28e-3	36.9	280e-3	29.9	2.8	18.6
32e-3	36.8	320e-3	29.4	3.2	16.3
35e-3	36.7	350e-3	29.3	3.5	15.3
40e-3	36.7	400e-3	28.7	4.	14.5
45e-3	36.8	450e-3	28.3	4.5	14.1
50e-3	36.5	500e-3	28.	5.	12.5
56e-3	36.3	560e-3	27.6	5.6	11.9
63e-3	35.9	630e-3	27.1	6.3	10.7
71e-3	35.6	710e-3	26.6	7.1	10.1
79e-3	35.8	790e-3	25.9	7.9	9.36
89e-3	35.1	890e-3	25.4	8.9	8.59
100e-3	34.8	1.	24.7	10.	7.91
110e-3	34.2	1.1	24.	11.	7.23
125e-3	33.8	1.25	23.3	12.5	6.6
140e-3	32.9	1.4	22.5	14.	6.03
160e-3	32.6	1.6	21.7	16.	5.42
180e-3	31.8	1.8	20.9	18.	4.96
200e-3	31.6	2.	20.	20.	3.66
220e-3	31.	2.2	19.4		
250e-3	30.5	2.5	19.8		

TABLE D.7. – Perte d'énergie moyenne de protons de différentes énergies dans le convertisseur de 500 µm

E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV)	E_p (MeV)	$\langle E_{dep} \rangle$ (MeV)
0.320	0.160	2.8	1.07	25.	0.587
0.350	0.161	3.2	1.18	28.	0.548
0.400	0.194	3.5	1.31	32.	0.490
0.450	0.204	4.0	1.43	35.	0.452
0.500	0.234	4.5	1.66	40.	0.405
0.560	0.271	5.0	1.83	45.	0.382
0.630	0.282	5.6	2.06	50.	0.341
0.710	0.308	6.3	2.25	56.	0.326
0.790	0.350	7.1	2.21	63.	0.281
0.890	0.401	7.9	1.93	71.	0.270
1.0	0.442	8.9	1.69	79.	0.240
1.1	0.455	10.	1.48	89.	0.221
1.25	0.507	11.	1.33	100.	0.236
1.4	0.559	12.5	1.16	110.	0.193
1.6	0.642	14.	0.995	125.	0.162
1.8	0.711	16.	0.876	140.	0.21
2.0	0.785	18.	0.789	160.	0.219
2.2	0.836	20.	0.72	180.	0.179
2.5	0.944	22.	0.655	200.	0.139

E. Résumé de [FMS14]

E.1. Motivation et méthode

Le but de l'expérience développée dans cet article était de vérifier la bonne reproduction par MCNPX de la dose neutron hors-champ générée en salle de traitement de protonthérapie. Pour cela, la simulation a été comparée à trois mesures expérimentales :

— une mesure du spectre neutron délivré par un Système de Sphère de Bonner (voir section 2.3.2) nommé HERMEIS.

— une mesure de la dose équivalente neutron délivrée par une Berthold LB-6411, un WENDI-2 et un Compteur Proportionnel Équivalent Tissu (TEPC) Far West Hawk

— une mesure de la dose aux organes mesurée dans un fantôme Rando délivrée par des PADC.

E.1.1. Mesure du spectre neutron

Le BSS est constitué de 13 sphères de polyéthylène et d'un compteur proportionnel ^{3}He. Il permet la mesure de neutrons des thermiques jusqu'au GeV. La mesure a été effectué lors de l'irradiation d'un fantôme d'eau cubique par un plan de traitement réaliste à deux énergies : 75 et 178 MeV. Concernant l'irradiation à 75 MeV, le BSS a été placé à 1 m et 90° du fantôme. Le débit de dose était de 14 Gy/min avec un champ de 3 cm. Concernant l'irradiation à 178 MeV, le BSS a dû être placé dans la chicane (environ 5 m de l'isocentre) et l'irradiation a été effectué au flux réduit de 0.1 Gy/min avec une champ de 5.5 cm car le BSS saturait. L'irradiation a eu lieu pendant une durée de 2 min, permettant de recueillir environ 10000 coups dans chaque sphère. La simulation a été effectuée avec le modèle d'interactions nucléaires Bertini (voir section 6.4.1).

E.1.2. Mesure de la dose équivalente neutron

La dose équivalente neutron a été mesurée à différentes distances et angle par rapport au faisceau (voir figure E.1). Les mesures ont été effectué avec un débit de dose de 0.5 et 0.1 Gy/min à 75 et 178 MeV respectivement afin de ne pas saturer les détecteurs.

E.1.3. Mesure de la dose aux organes

Les PADC sont calibrés en densité de traces en fonction de la dose reçue entre 70 keV et 135 MeV. Une réponse constante a été supposée au-delà de 100 MeV.

La dose a été mesurée en différents points d'un fantôme Rando : l'œil non traité, la thyroïde, les sinus, la moelle épinière à deux niveaux différents, les poumons droit et

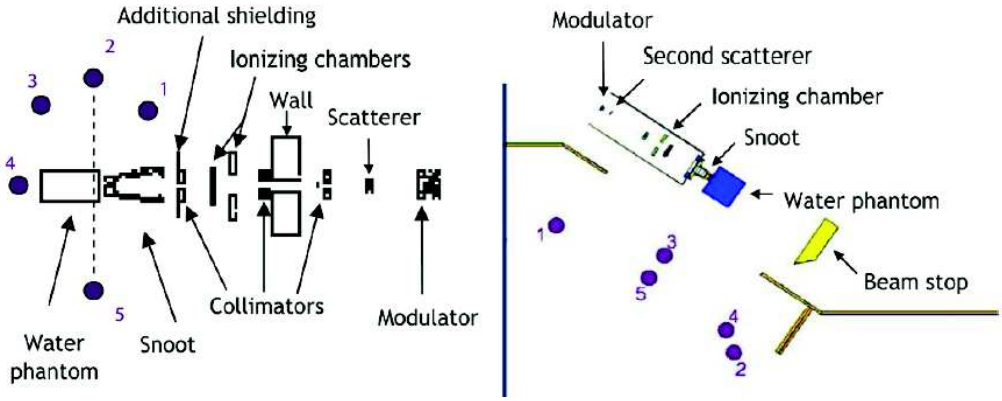


FIGURE E.1. – Position de mesure de la dose équivalente neutron à l'intérieur des salles de traitement à 75 MeV (à gauche) et 178 MeV (à droite)

gauche et les ovaires droit et gauche. À chaque point de mesure, deux PADC étaient insérés : un vertical et un horizontal. La dose considérée est la moyenne des deux mesures.

Le fantôme Rando a été irradié dans les conditions du traitement d'une tumeur oculaire et d'une tumeur intracrânienne.

La mesure de la dose dépendant du spectre neutron, celle-ci à été estimée à l'aide du spectre généré par MCNPX.

E.2. Résultats

E.2.1. Mesure du spectre neutron

Les résultats obtenus à 75 et 178 MeV sont visibles sur la figure E.2. La simulation repro-

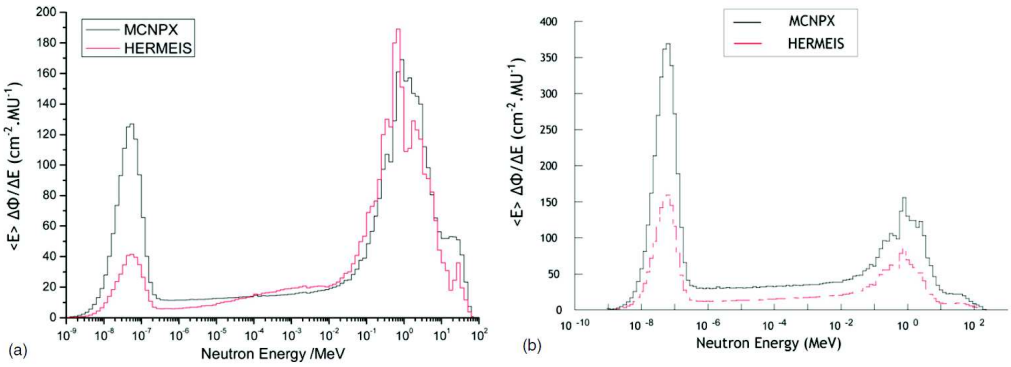


FIGURE E.2. – Spectre neutron expérimental (en rouge) et simulé (en noir) dans la salle de traitement à 75 MeV (à gauche) et 178 MeV (à droite), en unité léthargique et par unité moniteur

duit correctement la forme du spectre neutron aux deux énergies. On observe néanmoins plusieurs problèmes.

À 75 MeV, on observe une surestimation du pic rapide dans la simulation. On observe également une fusion du double pic d'évaporation en un seul dans la simulation. Enfin, la fluence thermique est largement surestimée par la simulation. L'auteur impute cette différence aux limites des modèles d'interaction nucléaire. Néanmoins, la fluence totale est compatible entre la simulation et l'expérience.

À 178 MeV, on observe une excellente reproduction de la forme du spectre, mais une surestimation de la fluence neutronique d'un facteur 2 à toutes les énergies.

En s'appuyant sur la littérature, les différences observées sont imputées à la fois au système de mesure et à la simulation.

E.2.2. Dose équivalente neutron

Les mesures effectuées sont consistantes entre les trois compteurs. Les doses les plus élevées ont été mesurées au plus près du faisceau et à grand angle.

La comparaison des mesures et de la simulation est représenté sur la figure E.3. On

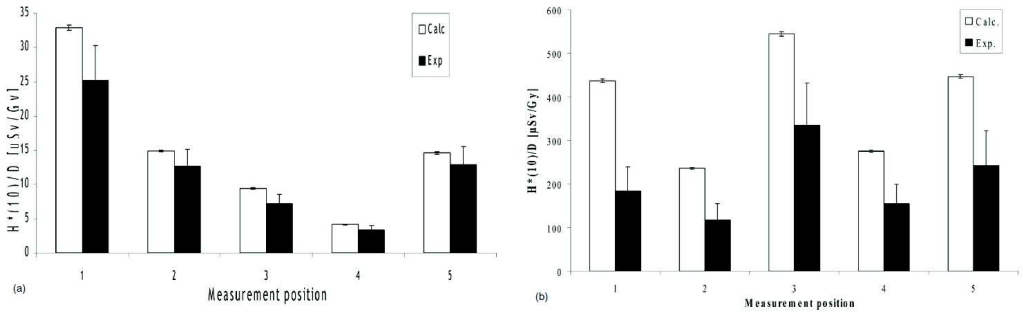


Figure E.3. – Comparaison des valeurs de dose équivalente neutron mesurées et simulées normalisées à la dose thérapeutique en 5 positions de la salle de traitement à 75 MeV (à gauche) et à 178 MeV (à droite)

observe que la dose diminue avec la distance ainsi bien pour les valeurs mesurées que pour la simulation. Néanmoins, la simulation surestime la dose à toutes les positions, avec une différence qui peut atteindre 19% à 75 MeV et 138% à 178 MeV. Les mêmes explications sont données que pour les différences observées pour les spectres neutrons.

E.2.3. Dose aux organes

Les valeurs mesurées par les PADC verticaux et horizontaux sont consistantes entre elles. Les doses les plus importantes sont mesurées au plus près du faisceau et on observe une différence assez faible entre les mesures et la simulation (voir figure E.4). Néanmoins, l'exploitation des mesures a été effectuée à l'aide d'une simulation MCNPX et les valeurs ne sont donc pas entièrement expérimentales, ce qui peut expliquer ce meilleur accord.

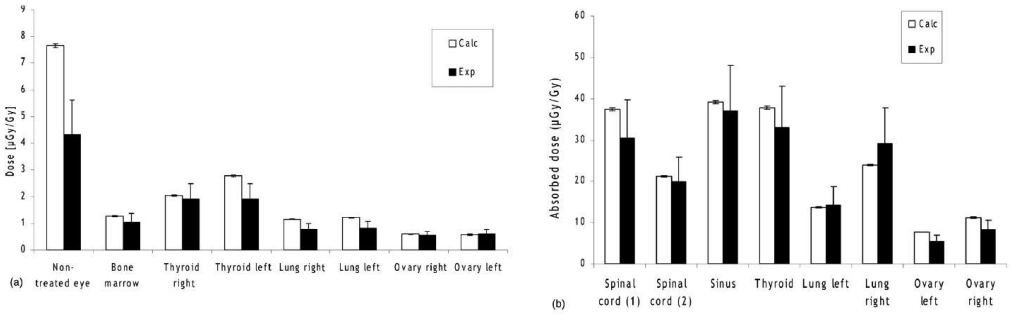


FIGURE E.4. – Dose neutron aux organes simulées et mesurées, normalisées à la dose thérapeutique, à l'intérieur d'un fantôme Rando irradié par un faisceau de protons de 75 MeV pour le traitement d'une tumeur à l'œil gauche (à gauche) et par un faisceau de protons de 178 MeV pour le traitement d'une tumeur cranio-pharyngienne (à droite)

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon jury de thèse. Merci à Gérard Montarou et Daniel Santos, mes rapporteurs, qui m'ont fait l'honneur d'accepter de relire ma thèse. Merci également à Joël Hérault et Isabelle Ripp-Baudot qui ont accepté d'évaluer ma thèse en tant qu'examinateurs.

Je tiens ensuite à remercier mon maître de thèse Daniel Husson qui m'a permis de réaliser cette thèse. J'ai toujours pris plaisir à discuter avec lui et ces discussions m'ont toujours enrichi que ce soit du point de vue professionnel ou personnel.

Je tiens également à remercier Nicolas Arbor qui a supervisé ma thèse. Il a toujours su se montrer disponible et m'a souvent permis d'avancer lorsque j'étais bloqué.

Je tiens à remercier Abdelmjid Nourredine pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans son groupe. Un grand merci à Ziad El Bitar qui a pris avec brio la suite à la tête du groupe. Il m'a également beaucoup aidé à me familiariser avec la grille de calcul et a toujours été de bon conseil lorsque j'avais une question.

Merci à mes collègues de bureau dans l'ordre chronologique : François, qui m'a accueilli dans son bureau et qui m'a permis de trouver un bon podologue ; Émilien, à 80%, lors de sa brève escapade dans ce bureau mais surtout pour avoir été un moteur des activités tant sportives que nocturnes, pour avoir tenté avec acharnement de faire voler ses avions en papier, et à qui je souhaite plus de succès avec les drones ; Lena qui est très gentille et à qui je souhaite de pouvoir continuer dans sa voie que ce soit en France ou au Liban ; Matthias qui a passé trop peu de temps dans ce bureau tellement il est occupé ; et enfin plus récemment Abbas a qui je souhaite d'être aussi prolifique pendant sa thèse qu'il ne l'a été pendant son stage. Je n'oublie pas les quelques stagiaires qui ont émaillé mon passage dans ce bureau de leur présence.

Je tiens également à remercier les autres doctorants du groupe par ordre d'arrivée : Thomas qui a eu un parcours difficile et qui fera probablement un excellent ingénieur informatique, Halima qui a eu le courage de se lancer dans cette thèse et qui a tant produit en trois ans qu'elle aurait pu publier deux fois plus d'articles, et enfin Pierre le vendéen qui aura su nous faire rire avec certaines de ses blagues, mais pas toutes.

Je tiens à remercier les autres membres de DeSIs : Youbba qui a toujours été de bon conseil et qui est toujours bien habillé, Stéphane qui a la lourde de tâche d'assembler le TPR tout en travaillant d'arrache-pied sur l'AlphaRad 4, et ce régulièrement avec un seul bras, et Emmanuel que je voyais surtout aux réunions. Je tiens également à remercier les membres du RaMsEs avec qui nous avons partagé un groupe puis un couloir et ce toujours avec une bonne ambiance : Séverine, Émilien à 20%, Nicolas, Addil et Éric ainsi que les nombreux stagiaires.

Je tiens à remercier encore l'IPHC et sa direction qui réussissent à faire tourner sans trop de problème ce laboratoire aux intérêts si étendus. Merci également à l'IRSN et au

LMDN qui ont financé la conception du TPR.

Du côté de l'Université, je tiens à remercier l'École Doctorale qui m'a permis de réaliser de (trop ?) nombreuses formations extrêmement enrichissantes. Je tiens également à remercier le Programme Doctoral International, et en particulier Virginie et Christophe, qui m'ont permis de rester ouvert à l'international et avec qui j'ai toujours discuté avec un grand plaisir lors de mes passages au Collège Doctoral Européen.

Je tiens également à remercier les doctorants du Programme Doctoral International ainsi que les membres de Stras'Air qui m'ont permis de vivre pleinement cette expérience internationale en France. J'ai découvert de nombreuses nouvelles cultures grâce à eux et j'ai passé d'excellents moments. Un grand merci aux membres actuels et passés qui ont créé puis maintenu avec brio cette association malgré les difficultés.

J'adresse un grand merci aux membres de l'Aïkikai de Strasbourg, à tous ses senseï et à Gabriel Valibouze senseï, qui a porté ce lieu depuis sa création. C'est un lieu formidable rempli de gens formidables et un véritable écrin pour la pratique de cet art « corporel ». La pratique de l'aïkido est probablement l'un des piliers qui m'ont permis de survivre à ces trois années de travail.

Un grand merci également à la Sauce aux Jeux qui fait un excellent travail pour populariser le Jeu de Rôle et le Jeu de Plateau à Strasbourg. Ses membres sont super et son bureau tout autant. Merci également aux rôlistes qui n'en font pas partie et que j'ai eu le plaisir de rencontrer au cours de mon séjour. Le jeu de rôle est probablement un second pilier qui m'a permis d'accomplir cette thèse dans de bonnes conditions.

Merci à mes meilleurs amis, Ugo, Rodolphe et Cloë, que je vois malheureusement trop peu souvent.

Merci à mes amis, qu'ils soient proches ou lointains et que je vois toujours avec joie.

Merci à ma mère, Martine, qui m'a soutenu depuis tout ce temps et m'a permis d'avancer vers mon rêve. Elle m'a appris à donner le meilleur de moi-même et à toujours aller de l'avant.

Merci à toute ma famille ainsi qu'à la famille Arquillière, mon autre famille.

Enfin, merci à Annabelle, ma compagne, qui a été un soutien de tous les instants, dans les moments d'allégresse comme dans les moments plus lourds. J'espère ne pas être trop insupportable au quotidien.

Bibliographie

[AB57] L.W. Alvarez et F. Bloch : *A Quantitative Determination of the Neutron Moment in Absolute Nuclear Magnetons*, Physical Review, Volume 57, Number 2, 15 January 1940, p. 111

[ABC98] S. Agosteo, C. Birattari, M. Caravaggio, M. Silari et G. Tosi : *Secondary neutron and photon dose in protontherapy*, Radiotherapy and Oncology, Volume 48, Issue 3, September 1998, Pages 293-305

[AHH18] N. Arbor, S. Higueret et D. Husson : *Micro-scale characterization of a CMOS-based neutron detector for in-phantom measurements in radiation therapy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 888 (2018) 103-109

[AM17] G. Al Makdessi : *Secondary neutrons around clinical electron and proton beams*, Mémoire de Master, Université McGill de Montréal, Décembre 2017

[AT11] B.S. Athar et H. Paganetti : *Comparison of second cancer risk due to out-of-field doses from 6-MeV IMRT and proton therapy based on 6 pediatric patient treatment plans*, Radiotherapy and Oncology, Volume 98, Issue 1, January 2011, Pages 87-92

[AT34] C.A. Altshuler et I.E. Tamm : *Magnetic Moment of the Neutron*, Doklady Akad. Nauk SSSR 8 (1934) 455

[Aza16] E. Aza : *SpectroGEM : A novel Neutron Spectrometer*, PhD Thesis, Aristotle University of Thessaloniki, Departement of Physics, 2016

[Bac33] R.F. Bacher : *Note on the Magnetic Moment of the Nitrogen Nucleus*, Physical Review, Volume 43, Number 12, 15 June 1933, p. 1001

[Bas10] E. Basile : *Integration of Monte Carlo simulation in radiotherapeutic treatment planning with proton beam*, Thèse, Université Sapienza de Rome, 2010

[BBB14] R. Bedogni, D. Bortot, B. Buonomo, A. Esposito, J.M. Gómez-Ros, M.V. Introini, M. Lorenzoli, A. Pola et D. Sacco : *First test of SP^2 : A novel active spectrometer condensing the functionality of Bonner spheres in a single moderator*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 767 (2014) 159-162

[BBB16] R. Bedogni, D. Bortot, B. Buonomo, A. Esposito, J.M. Gómez-Ros, M.V. Introini, G. Mazzitelli, M. Moraleda, A. Pola et A.M. Romero : *A Single-Exposure, Multidetector Neutron Spectrometer for Workplace Monitoring*, Radiat. Prot. Dosimetry, 2016 Sep, 170(1-4) :326-30

[BCD10] T.T. Böhlen, F. Cerutti, M. Dosanjh, A. Ferrari, I. Gudowska, A. Mairani et J.M. Quesada : *Benchmarking nuclear models of FLUKA and Geant4 for carbon ion therapy*, Phys. Med. Biol. 55 (2010) 5833-5847

[BCD12] A. Boudard, J. Cugnon, J.C. David, S. Leray et D. Mancusi : *New potentialities of the Liège intranuclear cascade (INCL) model for reactions induced by nucleons and light charged particles*, arXiv :1210.3498v1 [nucl-th] 12 October 2012

[BCL02] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray et C. Volant : *Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data*, Physical Review C 66, 044615 (2002)

[BCS15] A. Buffler, A.C. Comrie, F.D. Smit et H.J. Wörtche : *Neutron Spectrometry with EJ299-33 Plastic Scintillator for* $E_n = 10 - 100$ *MeV*, IEEE Transactions on Nuclear Science 62 No. 3 (2015) 1422-1428

[BdFS17] K.A. Beyer, A. Di Fulvio, L. Stolarczyk, W. Parol, N. Mojżeszek, R. Kopéc, S.D. Clarke et S.A. Pozzi : *Organic Scintillator for Real-Time Neutron Dosimetry*, Radiat. Prot. Dosimetry, 2017

[BFdA14] W.A. Bizzo, R.A. Figueiredo et V.F. de Andrade : *Characterization of printed circuit boards for metal and energy recovery after milling and mechanical separation*, Materials 2014, 7, 4555-4566

[BFK69] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, et R. E. Taylor : *Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering*, Phys. Rev. Lett. 23, 935, 20 Octobre 1969

[BLH15] M. Bachaalany, L. Lebreton, D. Husson et S. Higueret : *A new Recoil Proton Telescope for energy and fluence measurement of fast neutron fields*, ANIMMA 2015

[Bon16] A. Bonfrate : *Développement d'un modèle analytique dédié au calcul des doses secondaires neutroniques aux organes sains des patients en protonthérapie*, Thèse de l'Université Paris-Saclay, 2016

[Bur08] E.A. Burgett : *A broad spectrum neutron spectrometer utilizing a high energy Bonner sphere extension*, Thesis Georgia Institue of Technology, 2008

[BW39] N. Bohr et J.A. Wheeler : *The Mechanism of Nuclear Fission*, Physical Review, Volume 56, Number 5, 1 September 1939, p. 426

[CCG07] J.A. Cruzate, J.L. Carelliand et B.N. Gregori : *Bonner sphere spectrometer*, Workshop on Uncertainty Assessment in Computational Dosimetry : a Comparison of Approaches, Bologna, Italia, 8-10 October 2007

[CERN] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303. IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1 (2006) 270-278. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 835 (2016) 186-225.

[CFK16] M.C. Chu, K.Y. Fung, T. Kwok, J.K.C. Leung, H. Liu, K.B. Luk, H.Y. Ngai, C.S.J. Pun et H.L.H. Wong : *Developement of a Bonner Sphere neutron Spectrometer from a commercial neutron dosimeter*, 2016 JINST 11 p11005

[CG10] M.A. Cognet et V. Gressier : *Development of a measurement reference standard for neutron energies between 1 MeV and 20 MeV using time of flight method at the AMANDE facility*, Metrologia 47 (2010) 377–386

[CHK97] D.E. Cullen, J.H. Hubbell et L. Kissel : *EPDL97 : The Evaluated Photon Data Library '97 Version*, UCRL-LR-50400, Vol. 6, Rev. 5, September 19, 1997

[CIPR103] J-C. Nénot, J. Brenot, D. Laurier, A. Rannou et D. Thierry : *Publication 103 de la CIPR : Recommandations 2007 de la Comission Internationale de Protection Radiologique*, Éditions TEC & DOC

[CKS17] S. Chung, A. Kacperek, R. Speller et A. Gutierrez : *Optimisation of pulse shape discrimination using EJ299-33 for high energy neutron detection in proton beam therapy*, 2017 JINST 12 C11033

[COR16] B. Caiffi, M. Osipenko, M. Ripani, M. Pillon et M. Taiuti : *Proton Recoil Telescope Based on Diamond Detectors for the Measurement of Fusion Neutrons*, IEEE Transactions on Nuclear Science 63 No. 4 (2016) 2409-2416

[CRT15] C. Cazzaniga, M. Rebai, M. Tardocchi, G. Croci, M. Nocente, S. Ancell, C.D. Frost et G. Gorini : *A telescope proton recoil spectrometer for fast-neutron beam-lines*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015, 073H01

[CST94] A. Capella, U.Sukhatme, C.I. Tanc et J.Tran Thanh Van : *Dual parton model*, Physics Reports, Volume 236, Issues 4–5, January 1994, Pages 225-329

[CTC13] C. Cazzaniga, M. Tardocchi, G. Croci, C. Frost, L. Giacomelli, G. Grosso, A. Hjalmarsson, M. Rebai, N.J. Rhodes, E.M. Schooneveld, et G. Gorini : *First measurement of the VESUVIO neutron spectrum in the 30-80 MeV energy range using a Proton Recoil Telescope technique*, 2013 JINST 8 p11008

[Dav15] J.C. David : *Spallation reactions : A successful interplay between modeling and applications*, Eur. Phys. J. A (2015) 51 : 68

[DBB10] A. Donzella, M. Barbui, F. Bocci, G. Bonomi, M. Cinausero, D. Fabris, A. Fontana, E. Giroletti, M. Lunardon, S. Moretto, G. Nebbia, M.M. Necchi, S. Pesente, G. Prete, V. Rizzi, G. Viesti et A. Zenoni : *A proton recoil telescope for neutron spectroscopy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 613 (2010) 58-64

[DFB16] A. Di Fulvio, F.D. Becchetti, R.S. Raymond, R.O. Torres-Isea, S.D. Clarke et S.A. Pozzi : *Characterization of Deuterated-xylene Scintillator as Neutron Spectrometer*, IEEE Transactions on Nuclear Science 64 No. 7 (2017) 1825-1832

[DFF59] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel et G. Friedlander : *Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III. Applications to Low-Energy Reactions*, Physical Review, Volume 116, Number 1, 1 Novembre 1959, p. 683

[DGF10] C. Domingo, M.J. Garcia-Fusté, E. Morales, K. Amgarou, J.A. Terrón, J. Roselló, L. Brualla, L. Nuñez, R. Colmenares, F. Gómez, G.H. Hartmann, F. Sánchez-Doblado, F. Fernández : *Neutron spectrometry and determination of neutron ambient dose equivalents in different LINAC radiotherapy rooms*, Radiation Measurements 45 (2010) 1391-1397

[DHW12] J. Dubeau, S. S. Hakmana Witharana, J. Atanackovic, A. Yonkeu et J. P. Archambault : *A Neutron Spectrometer Using Nested Moderators*, Radiat. Prot. Dosimetry, 2012 Jun, 150(2) :217-22

[DHW17] J. Dubeau, S.S. Hakmana Witharana, R.J. Peterson, M. Kiselev et E.M. Sacay : *Measurement of the Neutron Field Characteristics Insisde and Outside the Vault of a 70 MeV Cyclotron*, Radiation Effects Data Workshop (REDW), 2017

[DLL17] Q. Du, S.T. Lin, S.K. Liu, C.J. Tang, L. Wang, W.W. Wei, H.T. Wong, H.Y. Xing, Q. Yue, et J.J. Zhu : *Measurement of the fast neutron background at the China Jinping Underground Laboratory*, arXiv :1706.06831

[dS17] V. de Smet, M. de Saint-Hubert, N. Dinar, G.P. Manessi, E. Aza, C. Casell, C.S. Vargas, O. van Hoey, G. Mathot, F. Stichelbaut, G. de Lentdecker, I. Gerardy, M. Silari et F. Vanhavere : *Secondary neutrons inside a proton therapy facility : MCNPX simulations compared to measurements performed with a Bonner Sphere Spectrometer and neutron $H^*(10)$ monitors*, Radiation Measurements 99(2017) 25-40

[dSH15] M. de Saint-Hubert, C.S. Vargas, O. Van Hoey, W. Schoonjans, V. de Smet, G. Mathot, F. Stichelbaut, G. Manessi, N. Dinar, E. Aza, C. Cassell, M. Silari et F. Vanhavere : *Secondary Neutron Dose in a Proton Therapy Centre*, Radiat. Prot. Dosimetry, 2016 Sep, 170(1-4) :3236-41

[Eri18] B. Eriksson : *Monte Carlo simulations of a back scatter time-of-flight neutron spectrometer for the purpose of concept testing*, Master Thesis, Uppsala University, 5 February 2018

[ES33] I. Estermann et O. Stern : *Über die magnetische Ablenkung von Wasserstoffmolekülen und das magnetische Moment des Protons. II*, Zeitschrift für Physik, January 1933, Volume 85, Issue 1–2, pp 17-24

[ES34] I. Estermann et O. Stern : *Magnetic Moment of the Deuton*, Physical Review, Volume 45, Number 10, 15 May 1934, p. 761

[EWF10] T. Elsässer, W.K. Weyrather, T. Friedrich, M. Durante, G. Iancu, M. Krämer, G. Kraql, S. Brons, M. Winter, K.J. Weber et M. Scholtz : *Quantification of the Relative Biological Effectiveness for Ion Beam Therapy : Direct Experimental Comparison of Proton and Carbon Ion Beams and a Novel Approach for Treatment Planning*, Int. J. Radiation Oncology Biol.Phys., Vol 74, No. 4, pp 1177-1183, 2010

[Eyg48] L. Eyges : *Multiple Scattering with Energy Loss*, Physical Review, Volume 74, Number 10, 15 November 1948, p. 1534

[FCM17] S. Feng, C. Cazzaniga, T. Minniti, M. Nocente, C. Frost, G. Gorini, A. Muraro, S. Romano et M. Tardocchi : *Response of a telescope proton recoil spectrometer based on a YAP :Ce scintillator to 5-80 MeV protons for applications to measurements of the fast neutron spectrum at the ChipIr irradiation facility*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A (2017)

[Fer34] E. Fermi : *Versuch einer Theorie der β-Strahlen*, Zeitschrift für Physik, March 1934, Volume 88, Issue 3–4, pp 161–177

[Fer50] E. Fermi : *High Energy Nuclear Events*, Progress of Theoretical Physics, Volume 5, Issue 4, 1 July 1950, Pages 570–583

[FIW04] G. Folger, V.N. Ivanchenko et J.P. Wellisch : *The Binary Cascade*, The European Physical Journal A, September 2004, Volume 21, Issue 3, pp 407-417

[FLUKA] T.T. Böhlen, F. Cerutti, M.P.W. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P.G. Ortega, A. Mairani, P.R. Sala, G. Smirnov et V. Vlachoudis : *The FLUKA Code : Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications*, Nuclear Data Sheets 120, 211-214 (2014). A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò et J. Ranft : *FLUKA : a multi-particle transport code*, CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773

[FMS14] J. Farah, F. Martinetti, R. Sayah, V. Lacoste, L. Donadille, F. Trompier, C. Nauraye, L. De Marzi, I. Vabre et S. Delacroix : *Monte Carlo modeling of proton therapy installa-*

tions : a global experimental method to validate secondary neutron dose calculations, Phys. Med. Biol. 59, Number 11 (2014) 2747-2765

[FRY02] S.C. Frankle, R.C. Reedy et P.G. Young : *ACTI - An MCNP Data Library for Prompt Gamma-Ray Spectroscopy*, Proceedings of the 12th Biennial Radiation Protection and Shielding Division of American Nuclear Society Topical Meeting, Sante Fe, NM, April 2002

[FS93] A. Ferrari et P.R. Sala : *A new model for hadronic interactions at intermediate-energies for the FLUKA code*, International Conference on Monte Carlo Simulation in High-Energy and Nuclear Physics, 22-26 Feb 1993. Tallahassee, Florida

[FS96] A. Ferrari et P.R. Sala : *The Physics of High Energy Reactions*, Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety, 15 April - 17 May 1996

[FS04] M. Fippel et M. Soukup : *A Monte Carlo dose calculation algorithm for protontherapy*, Med. Phys. 31 (8), August 2004

[FSF11] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò et J. Ranft : *Fluka : a multi-particle transport code*, CERN–2005–010, INFN TC_05/11, SLAC–R–773, 12 October 2005, chapter 1

[FV03] G. Folger, J.P. Wellish : *String Parton Models in Geant4*, Computing in High Energy and Nuclear Physics, 24-28 March 2003, La Jolla, California

[GATE] The GATE collaboration : *GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT*, Phys. Med. Biol. 49 (2004) 4543–4561

[Geant] Geant4 Collaboration : *Physics Reference Manual*, Dec. 8th, 2017, chapter 21

[GGR04] M.S. Gordon, P. Goldhagen, K.P. Rodbell, T.H. Zabel, H.H.K. Tang, J.M. Clem et P. Bailey : *Measurement of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground*, IEEE Transactions on Nuclear Science 51 No. 6 (2004) 3427-3434

[GH78] M.A. Gardner et R.J. Howerton : *"ACTL : Evaluated Neutron Activation Cross Section Library - Evaluation Techniques and Reaction Index*, UCRL-50400, Vol. 4, Rev. 1, October 17, 1978

[GJB12] T. Goorley, M. James, T. Booth, F. Brown, J. Bull, L. J. Cox, J. Durkee, J. Elson, M. Fensin, R. A. Forster, J. Hendricks, H. G. Hughes, R. Johns, B. Kiedrowski, R. Martz, S. Mashnik, G. McKinney, D. Pelowitz, R. Prael, J. Sweezy, L. Waters, T. Wilcox et T. Zukaitis : *Initial MCNP6 Release Overview*, Nuclear Technology / Volume 180 / Number 3 / December 2012 / Pages 298-315

[Gla70] R. J. Glauber : *Theory of High Energy Hadron-Nucleus Collisions*, High-Energy Physics and Nuclear Structure, pp 207-264, 1970

[GM09] H. Geiger et E. Marsden : *On a Diffuse Reflection of the α Particles*, Proc. Roy. Soc., 82, 495

[GM64] M. Gell-Mann : *A schematic model of baryons and mesons*, Physics Letters, Volume 8, Issue 3, February 1964, Pages 214-215

[GRB15] J.M. Gómez-Ros, R. Bedogni, D. Bortot, B. Buonomo, A. Esposito, A. Gentile, M. Lorenzoli, M.V. Introini, G. Mazitelli, M. Moraleda, A. Pola et D. Sacco : *CYSP : A new cylindrical directional neutron spectrometer. Conceptual design*, Radiation Measurements 82 (2015) 47-51

[GRB17] J.M. Gómez-Ros, R. Bedogni, D. Bortot, C. Domingo, M. Lorenzoli, M. Moraleda, A. Pola, D. Sacco, W. Plastino, M. Parisi, F. Signoretti et F. Re : *The directional spectrometer CYSP : Further developments for measuring low intensity fields*, Radiation Measurements 106 (2017) 580-584

[Gri66] J.J. Griffin : *Statistical Model of Intermediate Structure*, Phys. Rev. Lett. 17, 478, 29 Août 1966

[Gri09] V. M. Grichine : *A simplified Glauber model for hadron–nucleus cross sections*, The European Physical Journal C, July 2009, Volume 62, Issue 2, pp 399-404

[GS91] J.J. Gaimard et K.H. Schmidt : *A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction*, Nuclear Physics A, Volume 531, Issues 3-4, Septembre 1991, Pages 709-745

[HAF10] D. Hecksel, V. Anferov, M. Fitzek et K. Shahnazi : *Influence of beam efficiency through the patient-specific collimator on secondary neutron dose equivalent in double scattering and uniform scanning modes of protontherapy*, Med. Phys. 37 (6), June 2010

[Hall06] E.J. Hall : *Intensity-modulated radiation therapy, protons, and the risk of secondary cancers*, Int. J. Radiation Oncology Biol.Phys., Vol 65, No. 1, pp 1-7, 2006

[HAS17] C. Hellesen, E. Andersson-Sundén, S. Conroy, N. Dzysuik, G. Ericsson, A. Hjalmarsson, J. Eriksson et B. Marcinkevicius : *Conceptual design of a BackTOF neutron spectrometer for fuel ion ration measurement at ITER*, Nucl. Fusion 57 (2017) 066021 (6pp)

[HBB14] R.A. Hälg, J. Besserer, M. Boschung, S. Mayer, A.J. Lomax et U. Schneider : *Measurements of the neutron dose equivalent for various radiation qualities, treatment machines and delivery techniques in radiation therapy*, Phys. Med. Biol. 59 (2014) 2457-2468

[HBI15] R.M. Howell, E.A. Burgett, D. Isaacs, S.G. Price Hedrick, M.P. Reilly, L.J. Rankine, K.K. Grantham, S. Perkins et E.E. Klein : *Measured neutron spectra and dose equivalents from a Mevion single-room, passively scattered proton system used for craniospinal irradiation*, Int J Radiation Oncol Biol Phys, Vol. 95, No. 1, pp. 249-257, 2016

[HCMg78] R.J. Howerton, D.E. Cullen, M.B. MacGregor, S.T. Perkins et E.F. Plechaty : *The LLL Evaluated-Nuclear-Data Library (ENDL) : Graphs of Cross Sections From The Library*, UCRL-50400 Volume 15, Part B , Rev. 1, October 31, 1978

[HD85] N. E. Hertel et J.W. Davidson : *The Response of Bonner Spheres to Neutrons from Thermal Energies to 17.3 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 238 (1985) 509-516

[Hei32] W. Heisenberg : *Über den Bau der Atomkerne. I*, Zeitschrift für Physik, January 1932, Volume 77, Issue 1–2, pp 1–11

[HG10] M. Hultqvist et I.Gudowska : *Secondary doses delivered to an anthropomorphic male phantom under prostate irradiation with proton and carbon ion beams*, Radiation Measurements 45 (2010) 1410-1413

[Hig75] V.L. Highland : *Some practical remarks on multiple scattering*, Nuclear Instruments and Method 129 (1975) 497-499

[HJC12] J. Hanafi, E. Jobiliong, A. Christiani, D.C. Soenarta, J. Kurniawan et J. Irawan : *Material recovery and characterization of PCB from electronic waste*, Procedia - Social and Behavior Sciences 57 (2012) 331-338

[HLN06] H. Habara, K.L. Lancaster et P.A. Norreys : *The development of a flexible large area neutron spectrometer for ultra-intense laser-plasma interaction experiments*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 564 (2006) 486-490

[HLN15] M. Huang, Y.L. Li , L.B. Niu, J. Li, Z. Deng, L. He, H.Y. Zhang, X.L. Cheng, J.Q. Fu et Y.J. Li : *Design of a neutron-TPC prototype and its performance evaluation based on an alpha-particle test*, Chinese Physics C Vol. 39, No. 8 (2015) 086003

[HLN17] M. Huang, Y.L. Li , L.B. Niu, Z. Deng, X. Cheng, L. He, H. Zhang, J. Fu, Y. Yan, Y. Cai et Y. Li : *Performance study of the neutron-TPC*, Chinese Physics C Vol. 41, No. 2 (2017) 026001

[HSW03] A. Heikkinen, N. Stepanov et J.P. Wellisch : *Bertini intra-nuclear cascade implementation in Geant4*, Computing in High-Energy and Nuclear Physics, 24-28 March 2003, La Jolia, California

[ICZ13] M.R. Islam, T.L. Collums, Y. Zheng, J. Monson et E.R. Benton : *Off-axis dose equivalent due to secondary neutrons from uniform scanning proton beams during proton radiotherapy*, Phys. Med. Biol. 58 (2013) 8235-8251

[Isl13] M.R. Islam : *Off-axis Neutron Study from a Uniform Scanning Proton Beam Using Monte Carlo Code FLUKA*, Master thesis, Oklahoma State University, 2013

[ISO01] ISO/TC 85/SC 2 : *ISO Report 8529-1*, (March 2000), Table 3

[IZC17] M.R. Islam, Y. Zheng, T.L. Collums, J.M. Monson, S. Ahmad et E.R. Benton : *Measurement and simulation of secondary neutrons from uniform scanning proton beams in proton therapy*, Radiation Measurements 96 (2017) 8-18

[JANIS] N. Soppera, M. Bossant et E. Dupont : *JANIS 4 : An Improved Version of the NEA Java-based Nuclear Data Information System*, Nuclear Data Sheets, Volume 120, June 2014, Pages 294-296.

[JMm18] B. Jones, S.J. McMahon et K.M. Prise : *The Radiobiology of Proton Therapy : Challenges and Opportunities Around Relative Biological Effectiveness*, Clinical Oncology 30 (2018) 285-292

[Jon17] B. Jones : *Clinical radiobiology of proton therapy : modeling of RBE*, Acta Oncologica, 2017, Vol. 56, No. 11, 1374-1378

[JP04] H. Jiang et H. Paganetti : *Adaptation of Geant4 to Monte Carlo dose calculations based on CT data*, Med. Phys. 31 (10), October 2004

[JP08] C.Z. Jarlskog et H. Paganetti : *Physics Settings for Using the Geant4 Toolkit in Proton Therapy*, IEEE Transactions on Nuclear Science 55 No. 3 (2008) 1018-1025

[KCS13] D.W. Kim, W.K. Chung, J. Shin, Y.K. Lim, D. Shin, S.B. Lee, M. Yoon, S.Y. Park, D.O. Shin et J.K. Cho : *Secondary neutron dose measurement for proton eye treatment usind an eye snout with borated neutron absorber*, Radiation Oncology, July 2013, 8 :182

[Kel17] L. Kelleter : *Dose Build-Up effect and Secondary Particles in Proton Therapy*, UCL, 10 mai 2017

[KHH14] M. Kachel, D. Husson, S. Higueret, J. Taforeau et L. Lebreton : *FastPixN, a new integrated pixel chip for a future fast version of the IRSN - Recoil Proton Telescope*, Radiat. Prot. Dosimetry 2014 Oct, 161 (1-4) :249-52

[KMY11] S. Kim, B.J. Min, M. Yoon, J. Kim, D.H. Shin, S.B. Lee, S.Y. Park, S. Cho et D.H. Kim : *Secondary radiation doses of intensity-modulated radiotherapy and proton beam therapy with lung and liver cancer*, Radiotherapy and Oncology, Volume 98, Issue 3, March 2011, Pages 335-339

[KTS03] R. Kohno, Y. Takada, T. Sakae, T. Terunuma, K. Matsumoto, A. Nohtomi et H. Matsuda : *Experimental evaluation of validity of simplified Monte Carlo method in proton dose claculations*, Phys. Med. Biol. 48 (2003) 1277-1288

[KVL11] A. Kargar, E.V. Van Loef, L. Cirignano et K.S. Shah : *Organic Semiconductors for Fast-Neutron Detection*, 2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, Valencia, 2011, pp. 4545-4549

[LBB15] T.J. Langford, C.D. Bass, E.J. Beise, H. Breuer, D.K. Erwin, C.R. Heimbach et J.S. Nico : *Fast neutron detection with a segmented spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 771 (2015) 78-87

[LBB16] T.J. Langford, E.J. Beise, H. Breuer, C.R. Heimbach, G. Ji et J.S. Nico : *Development and characterization of a high sensitivity segmented Fast Neutron Spectrometer (FaNS-2)*, 2016 JINST 11 p01006

[LBdE02] M. Luszik-Bhadra, F. d'Errico, O. Hecker et M. Matzke : *A wide-range direction neutron spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 476 (2002) 291-297

[LBG99] A.J. Lomax, T. Bortfeld, G. Goitein, J. Debus, C. Dykstra, P.A. Tercier, P.A. Coucke et R.O. Mirimanoff : *A treatment planning inter-comparison of proton and intensity modulated photon radiotherapy*, Radiotherapy and Oncology, Volume 51, Issue 3, June 1999, Pages 257-271

[LBM99] M. Luszik-Bhadra, M. Matzke, E. Dietz, S. Guldbakke, O. Hecker, W. Sosaat et B. Wiegel : *An Active Personal Dosemeter/Spectrometer for Neutrons*, Radiat. Prot. Dosimetry 1999 Aug, 84 (1-4) :375-80

[LCW17] T. Liamsuwan, J. Channie, S. Wonglee, M. Kowatari et S. Nishino : *Characterization of an in-house developed multi-cylindrical moderator neutron spectrometer*, Radiation Protection Dosimetry (2017)

[LLC17] Y.C. Lin, C.C. Lee, T.C. Chao et H.Y. Tsai : *Ambient neutron dose equivalent during proton therapy using wobbling scanning system : Measurements and calculations*, Radiation Physics and Chemistry (2017)

[LS17] K.W. Lee et R.J. Sheu : *Comparing two measurement of the same cosmic-ray neutron spectrum using standard Bonner Spheres and high-sensitivity Bonner Cylinders*, Radiation Protection Dosimetry (2017)

[LTN17] T.N. Le, H.N. Tran, Q.N. Nguyen, G.V. Trinh et K.T. Nguyen : *Characterization of a Neutron Calibration Field with ^{241}Am-Be Source using Bonner Sphere Spectrometer*, Applied Radiation and Isotopes, 2017

[LW01] V. Lara, J.P. Wellish, Frascati Phys. Ser. Vol XXI(2001) p. 449

[Mai15] D. Maire : *Développement d'une TPC pour les références en énergie et en fluence des champs neutroniques de basses énergies (de 8 keV à 5 MeV)*, Thèse de l'Université Grenoble Alpes, 4 décembre 2015

[Mar09] F. Martinetti : *Estimation des doses dues aux neutrons secondaires reçues par les patients en protonthérapie : Cas des traitements ophtalmologiques*, Thèse Université Paris XI, 2009

[MB18] H. Mazrou et F. Bezoubiri : *Evaluation of a neutron spectrum from Bonnner spheres measurements using a Bayesian parameter estimation combined with the traditional unfolding methods*, Radiation Physics and Chemistry (2018)

[MBG17] R. Mirabelli, G. Battistoni, V. Giacometti, V. Patera, D. Pinci, A. Sarti, A. Sciubba, G. Traini et M. Marafini : *MONDO : A tracker for the characterization of secondary fast and ultrafast neutrons emittef in particle therapy*, 8th Young Researcher Meeting, Journal of Physics, Conf Series 956 (2017) 012013

[MBK02] T. Miura, M. Baba, N. Kawata, T. Aoki, M. Hagiwara, T. Hiroishi, T. Sanami, T. Nishitani et J.I. Hori : *Development of position-sensitive proton recoil telescope (PSPRT)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 493 (2002) 99-105

[MBS] A. MAirani, T.T. Böhlen, A. Schiavi, T. Tessonnier, S. Molinelli, S. Brons, G. Battistoni, K. Parodi et V. Patera : *A Monte Carlo-based treatment planning toll for proton therapy*, Phys. Med. Biol. 58 (2013) 2471-2490

[MNCP] X-5 Monte Carlo Team : *MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume I : Overview and Theory*, LA-UR-03-1987, (2008)

[MGM17] M. Marafini, L. Gasparini, R. Mirabelli, D. Pinci, V. Patera, A. Sciubba, E. Spiriti, D. Stoppa, G. Traini et A. Sarti : *MONDO : a neutron tracker for particle therapy secondary emission characterisation*, Phys. Med. Biol. 62 (2017) 3299-3312

[MGM17-2] R. Mirabelli, L. Gasparini, M. Magi, M. Marafini, D. Pinci, A. Sarti, A. Sciubba, D. Stoppa, G. Traini et V. Patera : *The MONDO detector prototype development and test : steps toward a SPAD-CMOS based integrated readout (SBAM sensor)*, IEEE Transactions on Nuclear Science 2017

[Mir15] L. Mirzakhanian : *Investigation of the uncertainties involved in the low energy proton interactions in Geant4*, Master of Science in Medical Radiation Physics, McGill University, Montreal, Quebec, August 2015

[MMMc03] R.S. Miller, J.R. Macri, M.L. McConnell, J.M. Ryan, E. Flückiger et L. Desorgher : *SONTRAC : An imaging spectrometer for MeV neutrons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 505, Issue 1-2, 2003, Pages 36-40

[MNB09] W.J. McNeil, S.L. Bellinger, T.C. Unruh, C.M. Henderson, P. Ugorowski, B. Morris-Lee, R.D. Taylor et D.S. McGregor : *1-D array of perforated diode neutron detector*, Nuclear Intruments and Methods in Physics Research A 604 (2009) 127-129

[NT11] R. Nolte et D.J. Thomas : *Monoenergetic fast neutron reference fields : I. Neutron production*, Metrologia 48 (2011) S263-S273

[Pag11] H. Paganetti : *Proton Therapy Physics*, CRC Press, 2011

[PSI] `www.psi.ch/protontherapy/spot-scanning`

[RASB12] Z. Riazi, H. Afarideh et R. Sadighi-Bonabi : *Influence of ridge filter material on the beam efficiency and secondary neutron production in a proton therapy system*, Z. Med. Phys. 22 (2012) 231-240

[RCH99] J.M. Ryan, C.M. Castaneda, D. Holslin, J.R.Macri, M.L. McConnell, J.L. Romero et C.B. Wunderer : *A scintillating plastic fiber tracking detector for neutron and proton imaging and spectroscopy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 422, Issue 1-3, 1999, Pages 49-53

[RDB13] C. Robert, G. Dedes, G. Battistoni, T.T. Böhlen, I. Buvat, F. Cerutti, M.P.W. Chin, A. Ferrari, P. Gueth, C. Kurz, L. Lestand, A. Mairani, G. Montarou, R. Nicolini, P.G. Ortega, K. Parodi, Y. Prezado, P.R. Sala, D. Sarrut et E. Testa : *Distributions of secondary particles in proton ans carbon-ion therapy : a comparison between GATE/Geant4 and FLUKA Monte Carlo codes*, Phys. Med. Biol. 58 (2013) 2879-2899

[RGG18] D. Rigamonti, L. Giacomelli, G. Gorini, M. Nocente, M. Rebai, M. Tardocchi, M. Angelone, P. Batistoni, A. Cufar, Z. Ghani, S. Jednorog, A. Klix, E. Laszynska, S. Loreti, M. Pillon, S. Popovichev, N. Roberts, D. Thomas et JET : *Neutron spectroscopy measurements of 14 MeV neutrons at unprecedented energy resolution and implications for deuterium-tritium fusion plasma diagnostics*, Meas. Sci. Technol. 2018

[RKZ34] I.I. Rabi, J.M.B. Kellogg et J.R. Zacharias : *The Magnetic Moment of the Deuton*, Physical Review, Volume 46, Number 3, 1 August 1934, p. 163

[Rut11] E. Rutherford : *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine, volume 21 (1911), pages 669-688

[Rut19] E. Rutherford : *Collision of a Particle with Light Atoms. IV. An Annomalous Effect in Nitrogen*, Philosophical Magazine Volume 37 (1919), pages 581-587

[Rut20] E. Rutherford : *Bakerian Lecture : Nuclear constitution of atoms*, Proc. Roy. Soc., 97, 686

[Sau15] N. Sauzet : *A portable and directional fast neutron detector MIMAC-FASTn : An application : AB-NCT*, Workshop on Accelerator Based Neutron Capture Therapies (AB-NCT), 15-16 octobre 2015, Grenoble ; et N. Sauzet : *A portable and directional fast neutron detector MIMAC-FASTn*, Academia-Industry Matching Event, Second Special workshop on Neutron Detection with MPGDs, 16-17 mars 2015, Grenoble

[Say12] R. Sayah : *Évaluations des doses dues aux neutrons secondaires reçues par des patients de différents âges traités par protonthérapie pour des tumeurs intracrâniennes*, Thèse Université Paris Sud - Paris XI, 2012

[SBL85] B.R.L Siebert : *Corrections and uncertainties for neutron fluence measurements with proton recoil telescopes in anisotropic fields*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 235, Issue 3, 1985, Pages 542-552

[SH15] U. Schneider et R. Hälg : *The impact of neutrons in clinical proton therapy*, Front. Oncol. 5 :235, 2015

[SHB16] U. Schneider, R.A. Hälg, G. Baiocco et T. Lomax : *Neutrons in proton pencil beam scanning : parametrization of energy, quality factors and RBE*, Phys. Med. Biol. 61 (2016) 6231-6242

[SHL16] U. Schneider, R.A. Hälg et T. Lomax : *Neutrons in active proton therapy : Parametrization of dose and dose equivalent*, Z. Med. Phys. 27 (2017) 113-123

[SJS99] A.N. Schreuder, D.T.L. Jones, J.E. Symons, E.A. De Kock, J.K. Hough, J. Wilson, F.J.A. Vernimmen, W. Schlegel, A. Höss et M. Lee : *The NAC Proton Treatment Planning System*, Strahlentherapie und Onkologie 1999, 175, Suppl II :10-2

[SKL10] D. Shin, D. Kim, Y.K. Lim, J. Shin, S.H. Ahn, S.Y. Lee, M. Yoon, S.B. Lee, R. Lee et S.Y. Park : *Measurement of the Secondary Neutron Dose Generated During Proton Beam Therapy for Craniospinal Irradiation*, Journal of the Korean Physics Society, Vol. 56, No. 4, April 2010, pp. 1208-1214

[Sod17] F. Soddy : *The Atomic Weight of "Thorium" Lead*, Nature 98, 469 (15 February 1917)

[SVV18] J. Šolc, V. Vondráček, Z. Vykydal et M. Králík : *Neutron spectral fluence and dose ditribution inside a NYLON 6 phantom irradiated with pencil beam of high energy protons*, Radiation Measurements, Volume 109, Februar 2018, Pages 13-23

[SYK09] D. Shin, M. Yoon, J. Kwak, J. Shin, S.B. Lee, S.Y. Park, S. Park, D.Y. Kim et K.H. Cho : *Secondary neutron doses for several beam configurations for proton therapy*, Int J Radiation Oncol Biol Phys, Vol. 74, No. 1, pp. 260-265, 2009

[Sza14] J. Szalatkiewicz : *Metals content in printed circuit board waste*, Pol. J. Environ. Stud. Vol. 23, No. 6 (2014), 2365-2369

[SZW17] L. Sun, K. Zhuang, X. Wang, H. An, F. Zeng, M. Yang, W. Zhou, Y. Xue, Z. Zhang, Y. Wang, D. Li, B. Feng, P. Wang, X. Li, J. Cai, X.B. Qin et L. Wei : *A scintillating plastic fiber array and multiplexer based 384-channel fast neutron spectrometer*, Review of Scientific Instruments 88, 123303 (2017)

[SZW18] L. Sun, K. Zhuang, X. Wang, F. Zeng, H. An, D. Li, Y. Xue, Z. Zhang, W. Zhou, Y. Wang, B. Feng, P. Wang, X. Li, J. Cai, T. Tong, F. Meng, J. Zhou, H. Huang, X. Hu et X. Qin : *Design of readout electronics based on peak-holding circuit and multiplexer for a fast neutron spectrometer*, Radiat. Detect. Technol. Methods (2018) 2 :6

[Taf13] J. Taforeau : *Un spectromètre à pixels actifs pour la métrologie des champs neutroniques*, Thèse Université de Strasbourg, 2013

[TBG18] G. Traini, G. Battistoni, V. Giacometti, E. Gioscio, M. Marafini, R. Mirabelli, D. Pinci, A. Sarti, A. Sciubba et V. Patera : *Preliminary test of the MONDO project secondary fast and ultrafast neutrons tracker response using protons and MIP particles*, 19th International Workshop on Radiation Imaging Detectors, 2-6 July 2017, AGH University of Science and Technology, Kraków, Poland

[TFT06] R. Tayama, Y. Fujita, M. Tadokoro, H. Fujimaki, T. Sakae et T. Terunuma : *Measurement of neutron dose distribution for a passive scattering nozzle at the Proton Medical Research Center (PMRC)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 564 (2006) 532-536

[TKBE08] Z. Taheri-Kadkhoda, T. Björk-Eriksson, S. Nill, J.J. Wilkens, U. Oelfke, K.A. Johansson, P.E. Huber et M.W. Münter : *Intensity-modulated radiotherapy of nasopharyngeal carcinoma : a comparative treatment planning study of photons and protons*, Radiation Oncology, December 2008, 3 :4

[TLS05] A. Tourovsky, A.J. Lomax, U. SChneider et E. Pedroni : *Monte Carlo dose calculations for spot scanned protontherapy*, Phys. Med. Biol. 50 (2005) 971-981

[TME17] S. Trinkl, V. Mares, F.S. Englbrecht, J.J. Wilkens, M. Wielunski, K. Parodi, W. Rühm et M. Hillbrand : *Systematic Out-of-field Secondary Neutron Spectrometry and Dosimetry in Pencil Beam Scanning Proton therapy*, Med. Phys. 44 (5), May 2017

[TN97] S. Taniguchi et T. Nakamura : *Measurement and Caluculation of Response Functions of Multi-moderator Neutron Spectrometer with 6Li-7Li Glass Scintillators*, CYRIC annual report, 1997, 69-71

[TUN18] S. Tripathi, C. Upadhyay, C.P. Nagaraj, A. Venkatesan, K. Devan et K. Madhusoodanan : *Investigation of Perylene as a Converter Material for Fast Neutron Detection and Spectroscopy Using GEANT4 Monte Carlo Simulations*, Lecture notes in Electrical Engineering, vol 422, Advances in Systems, Control and Automation, Springer (2018), pp 189-197

[TY17] Y. Tanimura et M. Yoshizawa : *Development of a High-Efficiency Proton Recoil Telescope for D-T Neutron Fluence Measurement*, Radiation Protection Dosimetry (2017)

[VBP16] S.M. Valle, G. Battistoni, V. Patera, D. Pinci, A. Sarti, A. Sciubba, E. Spiriti et M. Marafini : *The MONDO Project : A secondary neutron tracker detector for particle therapy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 845 (2017) 556-559

[VFM17] M. Vanstalle, C. Finck, I. Mattei, A. Sarti, E. de Lucia, L. Piersanti, F. Bellini, F. Collamati, R. Faccini, F. Ferroni, V. Patera, A. Sciubba, G. Traini, C. Veona, F. Bini, M. Durante, M. Rovituso, C. Schuy, S. Fiore, M. Marafini et C. la Tessa : *Benchmarking Geant4 hadronic models for Prompt-γ monitoring in carbon ion therapy*, Med. Phys. 2017 Aug 44(8) :4276-4286

[VP17] P. Vlk et M. Pavlovič : *Calculation and validation of the response matrix for a neutron multisphere spectrometer with an indium central detector*, Radiation Protection Dosimetry (2017)

[WE40] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing : *On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements*, Physical Review, Volume 57, Number 6, 15 March 1940, p. 472

[Wil46] R.R. Wilson : *Radiological Use of Fast Protons*, Radiology, Volume 47, Issue 5, November 1946

[WJM03] J.W. Wilson, I.W. Jones, D.L. Maiden et P. Goldhagen : *Atmospheric Ionizing Radiation (AIR) : Analysis, Results, and Lessons Learned From the June 1997 ER-2 Campaign*, NASA/CP-2003-212155, L-18242, NAS 1.55 :212155

[YRT08] P. Yepes, S. Randeniya, P.J. Tadder et W.D. Newhauser : *MonteCarlo fast dose calculator for proton radiotherapy : application to a voxelized geometry representing a patient with prostate cancer*, Phys. Med. Biol. 54 (2008) N21-N28

[YTK02] X. Yan, U. Titt, A.M. Koehler et W.D. Newhauser : *Measurement of neutron dose equivalent to proton therapy patients outside of the proton radiation field*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 476 (2002) 429-434

[ZFT08] Y. Zheng, J. Fontenot, P. Taddei, D. Mirkovic et W. Newhauser : *Monte Carlo simulations of neutron spectral fluence, radiation weighting factor and ambient dose*

equivalent for a passively scattered proton therapy unit, Phys. Med. Biol. 53 (2008) 187-201

[ZOZ16] J. Zhang, X. Ouyang, X. Zhang, J. Ruan, G. Zhang, X. Zhang, S. Qiu, L. Chen, J. Liu, J. Song, L. Liu et S. Yang : *Calibration of a compact magnetic proton recoil neutron spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 816 (2016) 125-130

[ZSZ17] F.J. Zeng, L.Y. Sung, K. Zhuang, H. An, Y.X. Xue, X.M. Wang, D.W. Li, Z.M. Zhang, B.T. Feng, P.L. Wang, X.B. Qin et D.T. Li : *Developement of a fast neutron spectrometer based on plastic fiber array*, Radiat. Detect. Technol. Methods (2017) 1 :9

[Zwe64] G. Zweig : *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking*, Developments in the Quark Theory of Hadrons, pp.22-101 (1964)

Rodolphe COMBE

Développement d'un Télescope à Protons de Recul pour la Spectrométrie Neutron : Applications à l'Instrumentation de Précision et à la Protonthérapie

Résumé

Les neutrons sont étudiés dans des domaines divers en tant, par exemple, que particules d'intérêt pour la physique fondamentale, outil pour la biologie ou l'analyse élémentaire, ou encore danger pour l'Homme en radioprotection. La mesure de l'énergie des neutrons est indispensable pour l'ensemble de ces domaines, mais les caractéristiques des spectromètres peuvent varier grandement d'une application à l'autre. Dans le cadre de cette thèse, nous avons développé un Télescope à Protons de Recul doté de capteurs à pixels CMOS ultra-rapides. Ce détecteur compact permet une reconstruction en temps-réel du spectre neutron jusqu'à de très hauts flux. Les applications développées au cours de ce thèse sont la mesure de précision auprès de l'accélérateur AMANDE entre 4 et 20 MeV, dans le cadre d'une collaboration avec l'IRSN-Cadarache, et la caractérisation des neutrons secondaires produits en salle de traitement de protonthérapie.

Mots clés : spectrométrie, neutrons, instrumentation, protonthérapie, modèles

Abstract

Neutrons are studied in various domains as, for example, particles of interest in fundamental physics, tool in biology and elemental analysis, or danger for human in radioprotection. The measurement of the neutron energy is necessary in all these domains, but the characteristics of the spectrometers can vary greatly from an application to another. In the field of this thesis, we conceived a Recoil Proton Telescope using ultra-fast CMOS pixels sensors. This compact detector allows a real-time reconstruction of the neutron spectrum up to very high flux. The applications developed during this thesis are precision measurement at the AMANDE accelerator between 4 and 20 MeV, as part of a collaboration with IRSN-Cadarache, and the characterization of secondary neutrons produced in protontherapy treatment rooms.

Keywords: spectrometry, neutrons, instrumentation, protontherapy, models