



**HAL**  
open science

# Développement d'un télescope à protons de recul pour la métrologie et la radioprotection neutron

Clément Corneille

► **To cite this version:**

Clément Corneille. Développement d'un télescope à protons de recul pour la métrologie et la radioprotection neutron. Physique [physics]. Université de Strasbourg, 2022. Français. NNT : 2022STRAE032 . tel-04122404

**HAL Id: tel-04122404**

**<https://theses.hal.science/tel-04122404>**

Submitted on 8 Jun 2023

**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.

**ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE-PHYSIQUE**

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

**THÈSE** présentée par :

**Clément CORNEILLE**

soutenue le : 13 décembre 2022

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

Discipline/ Spécialité : Physique

**Développement d'un télescope à protons  
de recul pour la métrologie et la  
radioprotection neutron**

**THÈSE dirigée par :**

Dr. **HUSSON Daniel**  
Dr. **ARBOR Nicolas**

Maître de conférences, Université de Strasbourg (IPHC)  
Maître de conférences, Université de Strasbourg (IPHC)

**RAPPORTEURS :**

Dr. **ANGÉLIQUE Jean-Claude**  
Dr. **GALLIN-MARTEL Marie-Laure**

Professeur d'université, École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Caen  
Directrice de recherche, Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie à Caen

**AUTRES MEMBRES DU JURY :**

Dr. **LE BIHAN Anne-Catherine**  
Dr. **GSCHWIND Régine**

Directrice de recherche, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien à Strasbourg  
Professeure d'université, Université de Franche-Comté (Laboratoire Chrono-Environnement)



# Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu les personnes participant à mon jury de thèse, Anne-Catherine Le Bihan et Régine Gscwind en tant qu'examineurs, ainsi que Jean-Claude Angélique et Marie-Laure Gallin-Martel pour leur relecture de mon manuscrit.

Un grand merci à mes encadrants de thèse, Daniel Husson et Nicolas Arbor, pour m'avoir accordé leur confiance qui a été source de motivation et a mené à ce travail de thèse. Leur disponibilité et leur pédagogie ont été de précieux atouts pendant ces trois années.

Je remercie également Stéphane Higuieret et The Duc Le pour leur travail acharné sur le télescope, notamment sur les FastPixN et la diode qui n'ont pas manqué de leur donner du fil à retordre. Ces progrès techniques ont été très utiles pour cette thèse, avec l'assemblage du premier prototype du télescope et les premières mesures en champs de neutrons !

Un merci à tous les autres membres du DeSIs et du RaMsEs pour la bonne ambiance régnant dans le couloir : Émilien, Marie, Christian, Lévana, Séverine, Nicolas, Éric et Addil. Mais aussi tout ceux qui sont partis vers de nouveaux horizons : Julien, Matthias, Anthony, Jonathan, et les nombreux stagiaires que j'ai pu rencontrer. Sans oublier Alexandre, avec qui j'ai partagé un bureau pendant nos derniers mois de thèse, où on (il) ne manquait pas de râler quand rien ne voulait fonctionner ;).

Merci aussi à mes amis Sébastien et Alexis que je n'ai plus souvent l'occasion de voir, pour toutes nos discussions plus improbables les unes que les autres, et les nombreux fous rires qui les accompagnent.

Un dernier merci à ma famille, mes parents, ma sœur pour leur soutien, et à Émilie pour avoir toujours été à mes côtés et à écouter toutes mes bêtises.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Spectrométrie des neutrons et cadre expérimental</b>	<b>3</b>
1.1 Spectrométrie neutron . . . . .	3
1.2 Spectromètres à neutrons . . . . .	5
1.2.1 Détecteurs à compteur proportionnel gazeux . . . . .	6
1.2.2 Détecteurs à temps de vol . . . . .	9
1.2.3 Détecteurs à noyaux de recul . . . . .	10
1.2.4 Conclusion . . . . .	14
<b>2 Présentation du Télescope à Protons de Recul</b>	<b>16</b>
2.1 Description du système . . . . .	16
2.1.1 Design du détecteur . . . . .	17
2.1.2 Capteurs CMOS FastPixN . . . . .	18
2.1.3 Mesure de l'énergie des protons de recul . . . . .	19
2.1.4 Élimination du bruit de fond . . . . .	19
2.1.5 Choix du matériau et de l'épaisseur du convertisseur . . . . .	20
2.1.6 Régulation de la température . . . . .	20
2.2 Simulation du détecteur . . . . .	21
2.2.1 GEANT4 . . . . .	21
2.2.2 GATE . . . . .	22
2.3 Cadre expérimental . . . . .	23
2.3.1 Accélérateurs de protons . . . . .	23
2.3.2 Plateforme AMANDE . . . . .	25
<b>3 Analyse des données</b>	<b>28</b>
3.1 Format des données . . . . .	28
3.1.1 Données expérimentales . . . . .	28
3.1.2 Données simulées . . . . .	29
3.2 Méthode d'analyse des données expérimentales et simulées . . . . .	29
3.3 Rassemblement de mesures consécutives . . . . .	30
3.4 Algorithme de regroupement des pixels . . . . .	31
3.5 Procédure d'alignement . . . . .	31
3.6 Trajectographie . . . . .	33
3.7 Estimation de l'énergie du neutron . . . . .	34
3.8 Sources de bruit de fond . . . . .	36
3.8.1 Sources de bruit de fond indépendantes du flux . . . . .	36
3.8.2 Sources de bruit de fond au-delà de 1 neutron par frame . . . . .	36
3.9 Application des coupures de sélection . . . . .	37
3.9.1 Vêto . . . . .	38
3.9.2 Extrapolation de la trace . . . . .	38

3.9.3	Dépôt d'énergie croissant dans les CMOS . . . . .	39
3.9.4	$\chi^2$ de la trace . . . . .	39
3.10	Conclusion . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Performances du Télescope à Protons de Recul</b>	<b>40</b>
4.1	Bruit de fond physique . . . . .	40
4.1.1	Estimation de la quantité de bruit de fond . . . . .	40
4.1.2	Élimination par les critères de sélection . . . . .	43
4.1.3	Conclusion . . . . .	45
4.2	Efficacité . . . . .	45
4.3	Calibration des diodes . . . . .	50
4.3.1	Diode Si(Li) . . . . .	50
4.3.2	Véto . . . . .	53
4.4	Résolution en énergie . . . . .	54
4.4.1	Incertitude sur $\theta$ . . . . .	55
4.4.2	Incertitude sur $E_p$ . . . . .	57
4.4.3	Conclusion . . . . .	58
4.5	FastPixN . . . . .	61
4.5.1	Caractérisation de la réponse des capteurs . . . . .	61
4.5.2	Mesure de l'efficacité des FastPixN . . . . .	62
4.5.3	Trajectographie . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Applications</b>	<b>75</b>
5.1	Mesures de spectres neutrons mono-énergétiques à AMANDE . . . . .	75
5.1.1	Résultats bruts des mesures à 7.17 MeV . . . . .	75
5.1.2	Alignement et trajectographie . . . . .	77
5.1.3	Mesure d'un spectre neutron à 7.17 MeV . . . . .	77
5.2	Production de neutrons secondaires auprès des accélérateurs de protons . . . . .	80
5.2.1	Modèles nucléaires Monte-Carlo . . . . .	80
5.2.2	Utilisation du télescope avec une source étendue . . . . .	83
5.2.3	Protocole expérimental . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Améliorations du télescope à protons de recul</b>	<b>99</b>
6.1	Convertisseur scintillant . . . . .	99
6.1.1	Structure du convertisseur . . . . .	101
6.1.2	Résolution en énergie . . . . .	101
6.1.3	Efficacité de détection . . . . .	103
6.1.4	Bruit de fond . . . . .	104
6.1.5	Conclusion . . . . .	108
6.2	Angle d'incidence des neutrons . . . . .	109
6.3	Vers un nouveau télescope . . . . .	112
6.3.1	Caractéristiques recherchées . . . . .	113
6.3.2	Convertisseur . . . . .	113
6.3.3	Trajectographie . . . . .	114
6.3.4	Mesure de l'énergie des protons de recul . . . . .	115
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>116</b>
<b>A</b>	<b>Collision (in)élastique</b>	<b>118</b>
A.1	Cas d'une réaction nucléaire émettant un neutron . . . . .	119
A.2	Cas d'une collision élastique . . . . .	119

<b>B</b>	<b>Manuel utilisateur des outils d'analyse</b>	<b>120</b>
B.1	Compilation et localisation des fichiers . . . . .	120
B.1.1	Compilation . . . . .	120
B.1.2	Localisation des fichiers . . . . .	120
B.2	Utilisation basique . . . . .	121
B.3	Utilisation intermédiaire . . . . .	123
B.3.1	Rôle et contenu de la classe <code>Measurements</code> . . . . .	123
B.3.2	Utilisation de la classe <code>Measurements</code> . . . . .	125
B.4	Utilisation avancée . . . . .	127
B.4.1	Classes pour la reconstruction en énergie . . . . .	127
B.4.2	Classes intermédiaires pour l'analyse des données . . . . .	130
B.5	Vérification de la validité des données . . . . .	131
B.5.1	Distributions ADC . . . . .	132
B.5.2	Cartographie des CMOS . . . . .	132
B.5.3	Qualité des traces et de l'alignement . . . . .	132
B.5.4	Spectre brut de la diode . . . . .	132
<b>C</b>	<b>Probabilité d'obtenir une vraie trace ou une trace fortuite</b>	<b>134</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>136</b>





# Introduction

Le neutron est l'une des particules composites constituant la matière. Il se désintègre à l'état libre, mais il est stabilisé par l'interaction forte lorsqu'il forme un noyau atomique avec d'autres protons et neutrons. Tous les neutrons observés à l'état libre sont alors issus de phénomènes physiques différents : par les rayons cosmiques dans l'atmosphère, au sein de réacteurs nucléaires, par des sources radioactives, ou encore par des accélérateurs de particules. Le neutron dispose d'une charge électrique nulle, ce qui ne l'amène à ne réagir avec la matière que par des réactions nucléaires. Cette propriété fait que les neutrons existent sur une très large gamme d'énergies, s'étendant du meV au GeV, et rend techniquement difficile la mesure de leur énergie. En effet une grande partie des détecteurs de particules chargées reposent sur l'ionisation directe de la matière lors du passage d'une particule, alors que les neutrons ionisent la matière indirectement par collisions sur les noyaux constituant le détecteur. Il est alors nécessaire de développer des techniques de mesure dédiées à leur détection. Il y a actuellement de nombreux intérêts pour la mesure des neutrons comme en radioprotection pour la mesure de dose neutron (réacteur, hadronthérapie, irradiation industrielle, etc.), ou encore en physique fondamentale pour la mesure de sections efficaces de production de neutrons (validité des modèles nucléaires, criticité, etc.). En effet les neutrons sont souvent produits, volontairement ou non, auprès d'installations impliquant des accélérateurs de particules. Ils sont généralement émis comme particules secondaires par des réactions (photo)nucléaires, et le caractère pénétrant des neutrons ainsi que les risques d'activation rendent nécessaire de caractériser leur production pour la radioprotection des personnes à proximités de l'accélérateur. Ce sont autant de problématiques qui nécessitent d'avoir des instruments sensibles aux neutrons, capables de mesurer leurs caractéristiques avec des impératifs différents : certaines applications privilégient l'efficacité du détecteur, d'autres la résolution en énergie, sa compacité, ou encore sa transparence aux photons, amenant à développer des systèmes très spécifiques à chaque application.

Cette thèse porte sur le développement d'un spectromètre neutrons, en collaboration avec l'IRSN, pour la métrologie de faisceaux de neutrons mono-énergétiques et la caractérisation des champs neutroniques auprès des accélérateurs. Il s'agit d'un télescope à protons de recul, l'une des méthodes permettant la mesure de l'énergie des neutrons rapides. L'instrument et ses performances ont été caractérisées au moyen de mesures expérimentales et de simulations Monte-Carlo (GEANT4) en termes d'efficacité, de résolution en énergie, et de bruit de fond. Un programme d'analyse des données (expérimentales et simulées) a été écrit et optimisé avec les résultats obtenus. Il inclue notamment une procédure d'alignement, la reconstruction de l'énergie des neutrons, et l'élimination du bruit de fond. Le détecteur a pu être testé en faisceaux de protons auprès de l'accélérateur Cyncé (IPHC, Strasbourg), puis en champ de neutrons mono-énergétiques auprès de l'accélérateur AMANDE (IRSN, Cadarache) pour la première reconstruction d'un spectre

neutron avec ce prototype de télescope à protons de recul.

Une fois les performances du système caractérisées, une étude préliminaire a été réalisée pour l'étude de la production de neutrons secondaires auprès d'accélérateurs de particules. Les simulations Monte-Carlo reposent sur des modèles nucléaires pour gérer la production de particules secondaires lors de collisions inélastiques. Le pouvoir prédictif de ces modèles est particulièrement utile dans de nombreuses applications, telles que la hadronthérapie, afin de déterminer les distributions spatiales et énergétiques des neutrons produits par l'interaction du faisceau primaire. Cependant, à cause en particulier d'un manque de données nucléaires disponibles, ces modèles reposent en général sur des approximations qui nécessitent de vérifier leur validité avant de les utiliser. Le télescope à protons de recul, de par sa compacité et sa facilité d'utilisation, pourrait ainsi permettre d'évaluer la précision des calculs Monte-Carlo auprès d'installations médicales ou industrielles.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente les différentes méthodes de spectrométrie neutron et un état de l'art des systèmes actuels et en développement pour la mesure des neutrons rapides. Le détecteur développé dans le cadre de cette thèse est ensuite décrit dans un second chapitre, avec la modélisation Monte-Carlo (GEANT4) associée, ainsi que les différents accélérateurs de particules utilisés pour sa caractérisation. Toute la chaîne d'analyse, de l'acquisition des données à l'obtention de l'énergie des neutrons et l'élimination du bruit de fond, est détaillée dans le troisième chapitre. Le spectromètre est ensuite caractérisé dans un quatrième chapitre, par des expériences et des simulations Monte-Carlo, afin d'évaluer les performances et la réponse du détecteur dans divers scénarios, en particulier en fonction de l'énergie des neutrons et du flux de particules incidentes. Le cinquième chapitre explore différentes applications possibles, de la mesure d'un spectre neutron mono-énergétique, à la discrimination des modèles nucléaires utilisées dans les simulations Monte-Carlo. Enfin un dernier chapitre est consacré aux pistes d'améliorations du télescope à protons de recul, visant à conserver ses qualités tout en optimisant son efficacité de détection et sa gamme en énergie.

# Chapitre 1

## Spectrométrie des neutrons et cadre expérimental

### 1.1 Spectrométrie neutron

La spectrométrie au sens large regroupe les instruments et méthodes dédiés à étudier la distribution en énergie d'un phénomène physique, ou de toute grandeur liée directement à l'énergie (impulsion, longueur d'onde, etc.). Les détecteurs permettant ces mesures sont alors appelés spectromètres. Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse à la spectrométrie des neutrons, l'une des particules constituant les atomes qui nous entourent. Les neutrons constituent une catégorie à part dans le domaine des particules. Ils disposent d'une charge électrique nulle, qui restreint leur interaction avec la matière uniquement au moyen de réactions nucléaires. Cette particularité amène à devoir distinguer les neutrons sous différentes catégories car il existent sur une très large gamme d'énergies du meV au GeV (pour les applications les plus courantes). Leur classification dépend essentiellement de leur mode d'interaction avec la matière, sans qu'il y ait de limite clairement définie. De manière générale on distingue les neutrons :

- thermiques dont l'énergie est de l'ordre de  $k_b T \sim 25 \text{ meV}$ . Ils ont une section efficace d'interaction avec la matière importante par biais de capture neutronique. Pour certaines applications, on distingue aussi les neutrons froids et ultra-froids avec des énergies encore plus faibles.
- épithermiques de 0.5 à 1000 eV, correspondant à l'énergie typique dans un réacteur nucléaire.
- intermédiaires de 1 à 1000 keV où la section efficace d'interaction avec la matière varie fortement avec l'énergie. À ces énergies les neutrons commencent à poser des problèmes liés à la radioprotection.
- rapides de 1 à 100 MeV qui sont produits par des sources radioactives ou des accélérateurs de particules. Ils interagissent essentiellement par chocs élastiques ou inélastiques avec les noyaux.
- hautes énergies (ou relativistes) au-delà de 100 MeV, exclusivement produits par des rayonnements de hautes énergies (accélérateurs, rayons cosmiques).

La figure 1.1 présente un exemple de spectre neutron obtenu par simulation Monte-Carlo (Geant4). Les neutrons sont générés par un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible en PMMA. On peut voir que tout un continuum de neutrons est généré, des thermiques aux rapides. Pour cette raison les spectres neutrons sont souvent représentés avec une échelle en énergie logarithmique, afin de mieux visualiser toutes les composantes du spectre. De

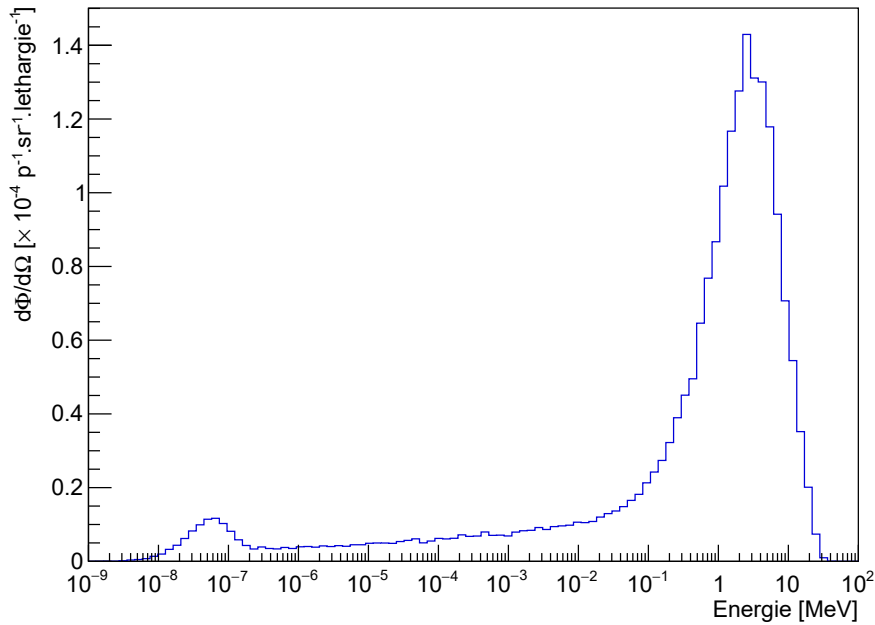


FIGURE 1.1 – Spectre neutron simulé (Geant4) par interaction d’un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible en PMMA.

manière générale un spectre de l’énergie d’une particule est normalisé par :

- une quantité liée au nombre de particules incidentes (nombre de particules, dose, temps, etc.).
- une quantité liée à la surface de détection (surface de la fenêtre d’entrée, angle solide, etc.).
- la largeur des classes de l’histogramme pour que l’intensité du spectre soit indépendante du nombre et de la largeur des classes. En physique nucléaire, et particulièrement en neutronique, on parle de léthargie plutôt que de classes en utilisant des échelles logarithmiques.

La connaissance des spectres neutroniques émis est particulièrement importante en radioprotection, car la dose équivalente (et la dose efficace) reçue par le corps humain est directement dépendante de l’énergie des neutrons. Cette dépendance est prise en compte par le facteur de pondération radiologique des neutrons (figure 1.2). Les calculs de dose sont très dépendants de la précision avec laquelle nous connaissons la distribution en énergie des neutrons, qu’elle soit mesurée ou calculée à partir de simulations Monte-Carlo [2], comme par exemple dans le cadre de la radioprotection des personnels et patients en protonthérapie [3][4]. On s’intéresse dans ce manuscrit à la spectrométrie des neutrons rapides et de hautes énergies, qui sont une composante importante du risque radiologique auprès d’accélérateurs de particules.

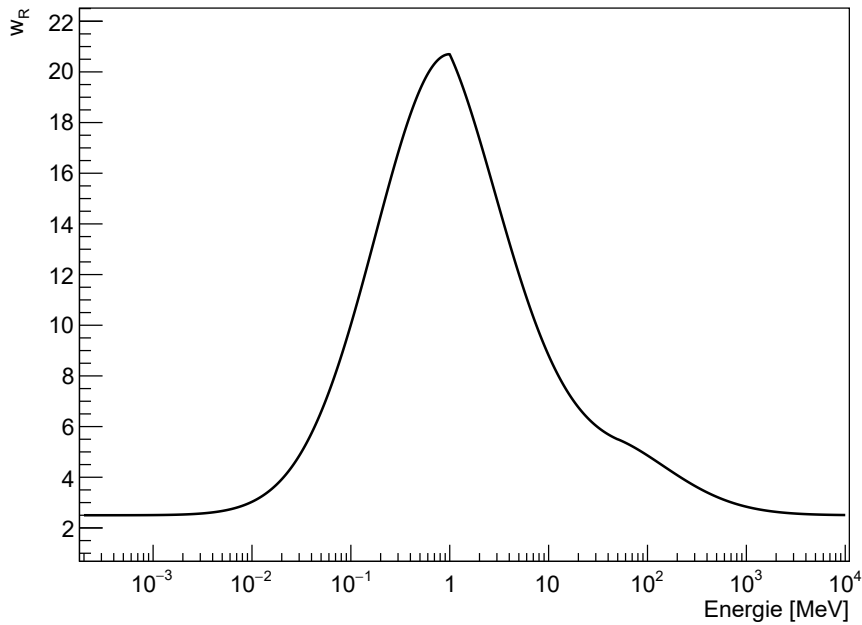


FIGURE 1.2 – Évolution du facteur de pondération radiologique des neutrons ( $w_R$ ) en fonction de leur énergie (CIPR 103 [1]).

## 1.2 Spectromètres à neutrons

Le neutron a été découvert par James Chadwick en 1932<sup>1</sup>, et de nombreux instruments dédiés à sa mesure ont depuis vu le jour. En effet la neutralité électrique du neutron ne permet pas d'utiliser les mêmes méthodes de détection employées pour les particules chargées, qui se basent sur l'ionisation directe de la matière qu'elles traversent, proportionnelle à leur énergie. En fait il existe plusieurs manières de détecter des neutrons, notamment parmi les détecteurs utilisés pour les particules chargées, mais les méthodes qui permettent aussi de mesurer leur énergie sont limitées à trois familles :

- la modération de neutrons : les neutrons sont ralentis par collisions élastiques avant d'être détectés, et le spectre est ensuite calculé par une procédure de déconvolution.
- le temps de vol : mesure du temps pris par le neutron pour atteindre un détecteur, le temps  $t=0$  étant donné par l'accélérateur ou par la détection d'un photon qui a été produit par le même événement.
- le noyau de recul : une collision élastique éjecte un noyau dont les caractéristiques permettent d'estimer l'énergie du neutron.

L'instrument développé dans le cadre de cette thèse étant un spectromètre à neutrons rapides, différents systèmes permettant la mesure de cette gamme d'énergie sont présentés dans la section suivante.

1. Le rayonnement neutronique a d'abord été observé en 1930 puis 1931 mais il était interprété comme un photon de haute énergie (50 MeV), ce qui violait la conservation de l'énergie. J. Chadwick a été le premier à mettre en évidence l'existence d'une particule neutre de masse 1 u en appliquant les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion à la réaction  $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{n}$ . L'énergie des neutrons a été approximée par l'intermédiaire de protons qui étaient éjectés d'une cible en paraffine.

## 1.2.1 Détecteurs à compteur proportionnel gazeux

Les compteurs proportionnels sont un type de détecteur classiquement utilisés pour la détection de particules chargées. Ils sont constitués d'une chambre contenant un gaz, d'une anode, et d'une cathode pour générer une haute tension dans l'enceinte. Les particules chargées qui traversent le volume de la chambre ionisent le gaz, et les électrons générés dérivent vers l'anode, créant une surtension. L'amplitude du signal est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule, ce qui permet de mesurer leur énergie.

Les neutrons n'interagissent avec le gaz qu'au moyen de réactions nucléaires, et l'énergie mesurée par le détecteur ne donne pas directement d'information sur l'énergie du neutron. Ce détecteur ne peut alors à lui seul que compter le nombre de neutrons qui interagissent dans son enceinte. Le gaz typiquement utilisé est l'hélium 3, qui a une section efficace importante avec les neutrons thermiques par une réaction de capture neutronique libérant 20.6 MeV, mais qui décroît avec l'énergie des neutrons. Pour détecter des neutrons rapides, le compteur proportionnel peut être encapsulé dans un matériau dit modérateur dont le rôle est de ralentir les neutrons avant qu'ils n'atteignent l'enceinte gazeuse. Le transfert d'énergie par réactions élastiques suit l'équation <sup>2</sup> :

$$\frac{K_r}{K_n} = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot \cos^2 \theta \quad (1.1)$$

avec  $K_n$  l'énergie cinétique du neutron avant collision,  $K_r$  l'énergie du noyau de recul,  $A$  le rapport de la masse du noyau cible et de la masse du neutron. Le transfert d'énergie est maximal lorsque la masse du noyau est égale à celle du neutron : pour cette raison les modérateurs sont souvent en paraffine, polyéthylène, etc. car ce sont des matériaux riches en hydrogène et donc les plus efficaces à modérer les neutrons.

### 1.2.1.a Sphères de Bonner

Les sphères de Bonner constituent une des références en matière de mesures neutroniques [5]. Ce système de détection a été décrit en 1960 par R.L. Bramblett, R.I. Ewing et T.W. Bonner [6]. Il s'agit de plusieurs sphères d'un matériau modérateur de différents diamètres avec un compteur proportionnel en leur centre, classiquement un compteur gazeux  $^3\text{He}$  (figure 1.3). Les compteurs proportionnels sont très souvent utilisés, mais il est tout à fait possible de les remplacer avec d'autres types de détecteurs comme des scintillateurs par exemple. Plus une sphère est volumineuse, plus elle va modérer les neutrons, et le taux de comptage ( $C_i$ ) de chaque détecteur va donc varier à la fois selon l'énergie des neutrons et la taille de la sphère. Le taux de comptage de chaque sphère permet par le biais d'une procédure de déconvolution de reconstruire le spectre en énergie des neutrons ( $\phi_j$ ) :

$$C_i = \sum_j^n R_{ij} \phi_j \quad (1.2)$$

Au préalable, la réponse de chaque sphère est déterminée ( $R_{ij}$ ), ce qui revient à calculer (ou simuler) le nombre de coups mesurés sur le nombre de neutrons incidents en fonction de l'énergie des neutrons. Un exemple de la réponse des sphères est présenté dans la figure 1.4. Ces réponses sont ensuite utilisées par l'algorithme de déconvolution pour reconstruire le spectre des neutrons (exemple figure 1.5).

---

2. Les détails du calcul sont disponibles en annexe A.



FIGURE 1.3 – Photo d’un ensemble de sphères de Bonner, percées jusqu’à leur centre pour y insérer un compteur proportionnel (ptb.de).

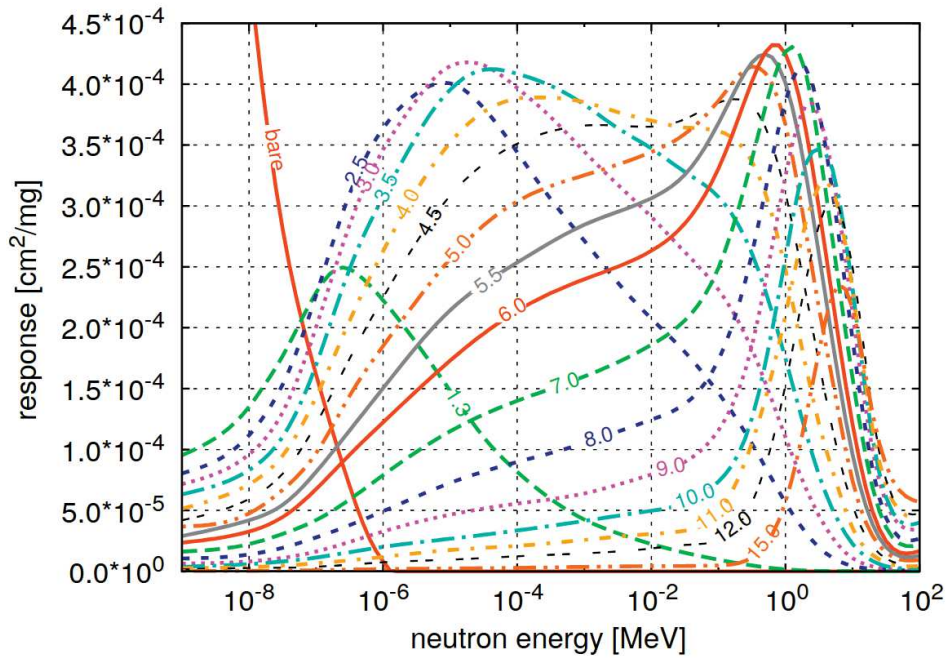


FIGURE 1.4 – Réponses déterminées par simulation Monte-Carlo (Geant4) d’un ensemble de sphères de Bonner [7]. Les diamètres des sphères sont données en pouces.

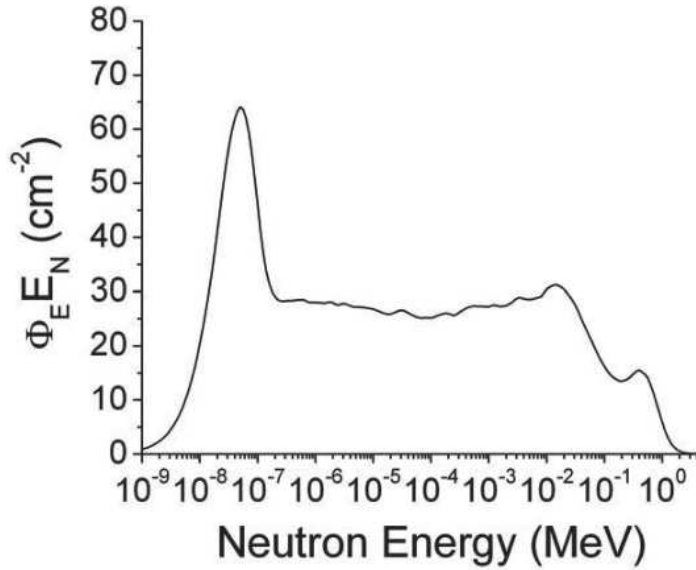


FIGURE 1.5 – Spectre des neutrons reconstruit par un système de sphères de Bonner dans l’aire de travail d’une centrale nucléaire [8].

Les sphères de Bonner ont pour avantage de pouvoir mesurer des neutrons sur une très large gamme d’énergies, s’étendant du meV au GeV, grâce au principe de modération des neutrons. Toutefois, cette méthode présente aussi plusieurs inconvénients la rendant parfois peu pratique. En effet, la procédure de déconvolution permettant d’obtenir le spectre final est relativement longue (plusieurs dizaines de minutes à plusieurs heures) et ne permet donc pas de faire du contrôle en temps réel. La déconvolution est aussi soumise à des erreurs de reconstruction du spectre car la solution de la déconvolution n’est pas unique dans le cas de problèmes sous-déterminés, où le nombre de sphères est inférieur au nombre de classes du spectre [9]. De plus, les fluctuations statistiques liées à la modération des neutrons sont élevées, et les réponses de chaque sphère sont très similaires : la résolution en énergie de ce système est alors très mauvaise [5][9][10]. La résolution en énergie est de fait très rarement quantifiée car les détails fins qui composent un spectre ne sont généralement pas résolus, et l’intérêt est plus porté sur la forme générale du spectre. Le volume important des sphères permet une bonne modération des neutrons et une bonne efficacité de détection (pour un détecteur à neutrons), de  $10^{-4}$  à  $10^{-1}$  en fonction de l’énergie des neutrons et du diamètre de la sphère [11]. Toutefois cela devient un inconvénient dans des environnements à hauts flux ( $> 10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) car un empilement important de signaux est généré et le détecteur ne peut plus opérer correctement. De plus l’encombrement du système peut amener à devoir effectuer des mesures sphère par sphère, ce qui rend l’acquisition des données relativement longue.

### 1.2.1.b Spectromètre neutron gigogne

Les spectromètres neutrons gigognes (*Nested Neutron Spectrometer*) sont une variante des sphères de Bonner [12]. Il s’agit ici de cylindres creux en polyéthylène, évidés de sorte à ce que les cylindres puissent s’imbriquer les uns dans les autres. Le compteur proportionnel est toujours situé au centre du modérateur. Ce dispositif hérite naturellement de l’efficacité et de la résolution en énergie des sphères de Bonner. Leur forme cylindrique brise l’isotropie de la réponse des sphères de Bonner, mais offre en contrepar-



tie un instrument plus compact à transporter. Classiquement le compteur proportionnel fonctionne en mode pulsé en étant relié à un analyseur multicanaux (MCA), et plus le flux de neutrons est important, plus les impulsions de signal sont rapprochées en temps. Passé un certain flux ( $10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ), il n'est plus possible de distinguer les différentes impulsions et le détecteur sature. L'alternative proposée dans [12][13] pour fonctionner à des flux plus élevés consiste à ne pas passer par un MCA mais directement par un électromètre. Ce ne sont alors plus des impulsions qui sont mesurées, mais des fluctuations du courant électrique. Une correspondance entre l'intensité du courant et le nombre de neutrons générant un signal peut être établie, ce qui permet de contourner le problème lié à l'empilement d'événements. Le système a été testé avec succès à un flux de neutrons de  $1 \times 10^6 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , ce qui laisse présager d'un bon fonctionnement à des flux plus élevés.

## 1.2.2 Détecteurs à temps de vol

Il s'agit de la deuxième famille de détecteurs à neutron. La méthode par temps de vol consiste à mesurer le temps écoulé entre l'émission du neutron et sa mesure dans un détecteur situé à une distance déterminée du lieu d'émission. La mesure de ce temps de vol permet de remonter directement à la vitesse puis à l'énergie du neutron. La résolution en énergie dépend alors de la précision de la mesure du temps. De manière générale, plus la distance parcourue par le neutron est élevée (et plus le temps entre l'émission et la détection est élevé) et meilleure est la résolution en énergie. Au premier ordre :

$$E = \frac{1}{2}m_n \left( \frac{d}{t} \right)^2$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2\sqrt{\frac{\sigma_d^2}{d^2} + \frac{\sigma_t^2}{t^2}} \approx \frac{2\sigma_t}{t}$$

La résolution en énergie propre au détecteur utilisé importe peu, tant qu'il est capable d'observer l'interaction d'un neutron dans son volume sensible. On privilégie alors la résolution temporelle du détecteur, et pour cette raison les scintillateurs sont très souvent choisis pour leur réponse de quelques nanosecondes. Les neutrons éjectent un noyau du scintillateur (proton pour les scintillateurs plastiques) qui excite les molécules environnantes. Le retour à l'état fondamental s'effectue en émettant des photons, détectés par des photomultiplicateurs. Les scintillateurs sont aussi souvent choisis car ils permettent de discriminer le signal déposé par un photon de celui d'un neutron [14][15]. De plus, les réactions nucléaires générant les neutrons sont souvent accompagnées par l'émission de photons (figure 1.6) qui vont être détectés par le scintillateur et donner le signal de déclenchement pour la mesure d'un neutron [16] :

$$t_\gamma - t_0 = \frac{d}{c}, \quad t_n - t_0 = t, \quad t = t_n - t_\gamma + \frac{d}{c}$$

où  $t_0$  correspond à l'instant d'émission du neutron et du photon (inconnu),  $t_n$  l'instant où le neutron est détecté à une distance  $d$ , et  $t_\gamma$  l'instant où le photon est détecté. Le scintillateur permet de mesurer  $t_n - t_\gamma$ . L'efficacité de détection est alors la probabilité de détecter à la fois le photon et le neutron, dépendante du volume du scintillateur. En considérant un scintillateur inorganique d'un volume d'au moins 1 L tel que le BC501A, l'interaction du photon dans le scintillateur est très probable ( $\epsilon_\gamma \sim 1$ ). Pour le neutron, l'efficacité est estimée entre quelques pourcents et quelques dizaines de pourcents

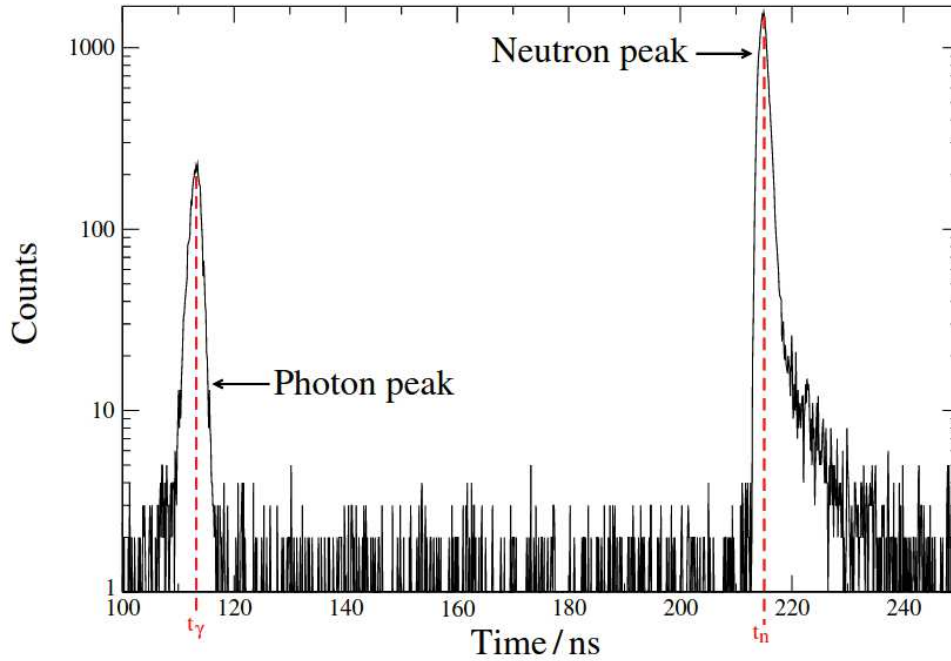


FIGURE 1.6 – Évolution temporelle du signal mesuré par un scintillateur liquide BC501A avec des neutrons mono-énergétiques de 2.8 MeV (AMANDE) à une distance de 2.5 m [16].

( $\epsilon_n \sim 10\%$ ) [16]. L'efficacité de détection est donc d'au plus environ 10 %, si un photon atteint systématiquement le détecteur avec le neutron. Avec une résolution temporelle de 1.5 ns, cette méthode permet d'avoir une résolution en énergie meilleure que 1 % pour des neutrons de moins de 50 MeV en se positionnant à une distance de 30 m, et meilleure que 6 % à 5 m ce qui répond aisément aux impératifs métrologiques [17].

Toutefois cette méthode requiert d'une part un faisceau pulsé, et d'autre part un espace suffisant d'au moins plusieurs mètres. Ces conditions peuvent être rencontrées auprès d'accélérateurs dédiés à la recherche, mais ce n'est plus le cas dans le contexte d'accélérateurs médicaux ou d'irradiateurs industriels.

### 1.2.3 Détecteurs à noyaux de recul

Les détecteurs à noyaux de recul reposent sur la collision élastique d'un neutron avec un noyau atomique d'une cible. Les lois de conservation permettent d'établir la relation 1.1, et de mesurer l'énergie du neutron si l'énergie et l'angle d'émission du noyau de recul sont mesurés. Cette méthode de détection implique de pouvoir mesurer la trajectoire des noyaux de recul, et ces derniers doivent donc avoir suffisamment d'énergie pour définir une trajectoire mesurable. C'est pourquoi en général les détecteurs qui se basent sur cette méthode ne peuvent pas mesurer des énergies de neutrons inférieure à environ 1 MeV. Pour mesurer une énergie neutron aussi basse que possible, il est nécessaire de maximiser le transfert d'énergie entre le neutron et le noyau de recul, c'est pourquoi l'hydrogène est souvent choisi, on parle dans ce cas de télescope à protons de recul. En outre, ce type de spectromètre dispose aussi d'une énergie "maximale" car la diminution de la section efficace élastique des neutrons avec leur énergie limite les mesures à une énergie maximum de quelques centaines de MeV. Cette limite haute en énergie peut toutefois être résolue avec des volumes sensibles plus volumineux qui compensent la réduction de

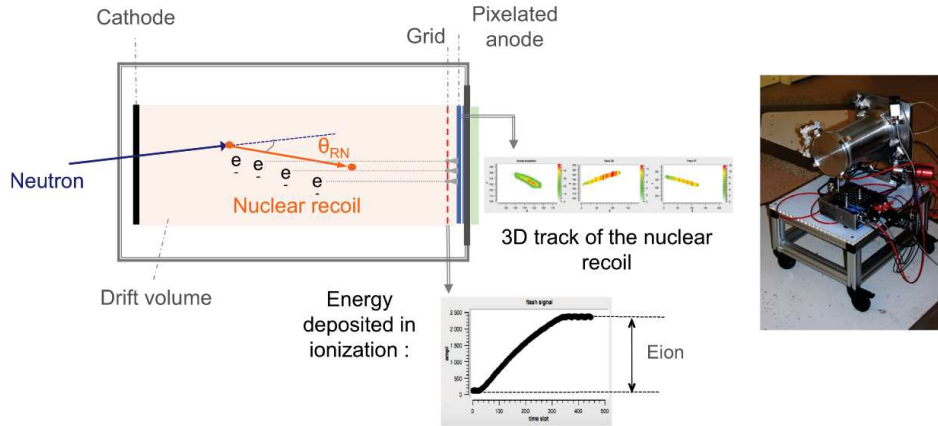


FIGURE 1.7 – Schéma d’une chambre MIMAC et photo du détecteur [18].

section efficace. Ce type de détecteurs constitue l’une des meilleures alternatives pour la mesure de neutrons rapides avec une résolution en énergie typiquement meilleure que 5 %.

### 1.2.3.a Mimac-FastN

Les MIMAC (Micro-tpc MAtrix Chambers) sont des chambres à projection temporelle qui ont été adaptées en spectromètres neutrons par le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble [18]. Une chambre MIMAC est illustrée sur la figure 1.7, et consiste en un gaz dans une enceinte hermétique contenant une anode et une cathode sous haute tension, comme un compteur proportionnel. Toutefois ici les neutrons ne sont pas détectés par des réactions de capture mais par des collisions élastiques des neutrons sur les noyaux du gaz. Les noyaux éjectés ionisent le gaz environnant et les électrons dérivent vers l’anode. Cette dernière est divisée en deux parties : une première grille destinée à faire dériver les électrons primaires issus de l’ionisation avec un champ électrique de 160 V/cm, puis une anode pixelisée (256 strips en X et 256 strips en Y) créant un champ électrique avec la grille de 10.5 kV/cm, ce qui permet d’amplifier le signal par la génération d’une avalanche pour chaque électron qui traverse le champ électrique. La grille permet de mesurer l’énergie du noyau de recul tandis que l’anode pixelisée mesure la projection de la trace du noyau avec sa densité de charge. En fonction du mélange de gaz utilisé et de sa pression, ce détecteur peut théoriquement mesurer des neutrons de 0.01 à 600 MeV. En effet, l’emploi d’un gaz permet aux noyaux de recul de parcourir une distance plus importante que dans un volume sensible solide ce qui étend la gamme d’énergie aux basses énergies jusqu’au keV, énergie qui n’est pas atteignable actuellement avec les détecteurs solides. La configuration présentée dans l’article [18] considère un mélange à 95 % de  $^4\text{He}$  et 5 % de  $\text{CO}_2$  à 700 mbar qui permet la mesure de neutrons de 1 à 15 MeV. L’efficacité simulée du détecteur est comprise entre  $10^{-5}$  et  $2 \times 10^{-3}$  de 0.01 à 30 MeV. Sa résolution en énergie n’a pas encore été mesurée, elle est déterminée par :

- l’incertitude sur la direction des neutrons incidents
- la résolution sur l’énergie des noyaux
- la résolution sur l’angle de la trace

En revanche le design du détecteur le rend sensible à des neutrons provenant de toutes les directions, ce qui est également une source d’incertitude importante si la source de neutrons n’est pas parfaitement localisée. Dans un contexte de hadronthérapie par exemple,

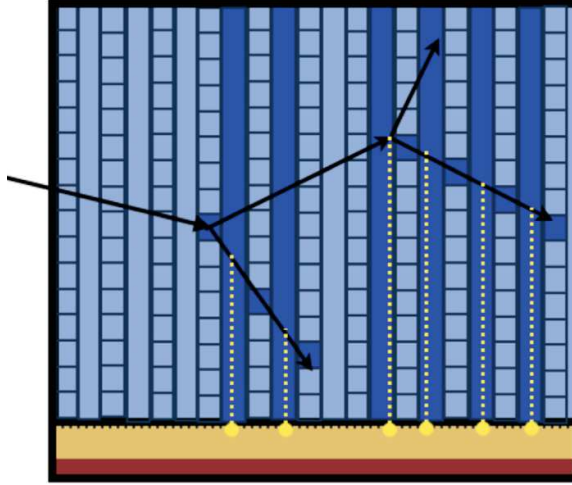


FIGURE 1.8 – Schéma d’une vue latérale de MONDO, avec un évènement double élastique. La trajectoire des protons est reconstruite avec un réseau de fibres scintillantes [20].

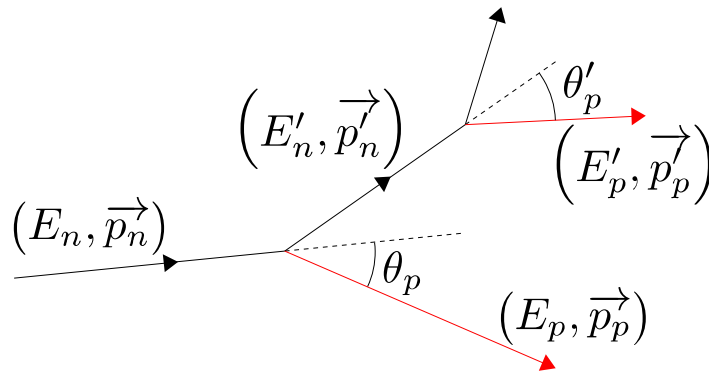


FIGURE 1.9 – Schéma d’une réaction double élastique. Le neutron (noir) effectue deux réactions élastiques sur des protons du milieu qui sont éjectés (rouge).

où les neutrons sont thermalisés dans la salle d’irradiation et proviennent de toutes les directions, ce détecteur ne permet pas de mesurer l’énergie des neutrons avec fiabilité car il y a une incertitude importante sur leur angle d’incidence, mais il peut toujours être utilisé pour des mesures de dose neutron.

### 1.2.3.b MONDO

Le détecteur MONDO (*MONitor for Neutron Dose in hadrOntherapy*) est un détecteur en cours de développement par une équipe de l’INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) en Italie [19]. Ce dispositif repose sur la détection par protons de recul, et plus spécifiquement sur la détection d’évènements générant deux protons de recul (figure 1.9). Le détecteur a un volume sensible de  $16 \times 16 \times 20 \text{ cm}^3$  composé de fibres scintillantes de  $250 \mu\text{m}$  disposées en maillage. Ces fibres jouent deux rôles essentiels : générer les protons de recul (scintillateurs plastiques, très hydrogénés) et reconstruire la trajectoire des protons émis. La longueur des traces générées permet de déduire l’impulsion des protons de recul et donc leur énergie. Ce détecteur n’a pas besoin de faire d’hypothèse sur l’angle d’incidence des neutrons contrairement à la plupart des télescope à protons de recul. En effet, les positions de génération des deux protons de recul sont connues grâce au

maillage de fibres scintillantes et donc la direction du neutron après la première collision est connue. Cela permet de mesurer l'énergie du neutron après la première collision et d'en déduire son énergie avant la première collision mais aussi son angle d'incidence initial. Ainsi, l'angle  $\theta'_p$  est mesuré par reconstruction des traces des deux protons de recul et permet de remonter à l'énergie du neutron incident :

$$E_n = E_p + E'_n = E_p + \frac{E'_p}{\cos^2 \theta'_p} \quad (1.3)$$

Ce détecteur peut mesurer des neutrons allant de 20 à 400 MeV avec une efficacité variant de  $10^{-4}$  à  $10^{-2}$ . La limite basse énergie est due à la nécessité d'avoir des traces suffisamment longues, c'est-à-dire avec un minimum d'énergie, pour pouvoir déduire l'énergie des protons de recul à partir de leur longueur. La résolution en énergie des protons de recul est de 5 % environ en utilisant la longueur de la trace, environ deux fois meilleure que le cas où leur énergie est estimée par l'énergie mesurée dans les fibres scintillantes [21]. La résolution en énergie du détecteur est donc d'au moins 5 %, dépendante de la distribution angulaire des protons de recul. MONDO présente la particularité intéressante de pouvoir mesurer l'énergie des neutrons rapides mais aussi leur angle d'incidence, ce qui lui permet de fonctionner dans tout type d'environnement où la source n'est pas localisée précisément. Toutefois l'élimination des événements de bruit de fond peut s'avérer très complexe pour distinguer une double collision élastique de plusieurs neutrons effectuant des réactions élastiques ou inélastiques dans le volume sensible du détecteur.

### 1.2.3.c RIPTIDE

Le détecteur RIPTIDE (*Recoil Proton Track Imaging Detector*) est un télescope à protons de recul similaire au principe de fonctionnement de MONDO [22]. Ce détecteur n'en est qu'au stade de preuve de concept par simulations Monte-Carlo, mais il propose une manière intéressante de mesurer l'énergie des neutrons. Il est constitué d'un scintillateur plastique de volume élevé ( $200 \text{ cm}^3$  pour des neutrons jusqu'à 20 MeV) pour générer les protons de recul issus des collisions élastiques, mais aussi émettre une lumière de scintillation provenant du passage des protons (figure 1.10). Cette lumière passe par un système d'optiques situé sur au moins trois faces du scintillateur avant d'atteindre un détecteur de photons (CMOS ou galette de microcanaux (MCP)). Ce système permet de reconstruire une image en trois dimensions des traces des protons de recul et d'en déduire l'énergie et la direction des neutrons. Un autre point fort de ce détecteur est son efficacité de détection, estimée ici à environ 10 %, atteinte grâce à son volume sensible important. La résolution du détecteur n'est pas encore estimée, mais on peut s'attendre à ce qu'elle soit similaire à MONDO, voire meilleure si la résolution spatiale des traces reconstruites est excellente (MONDO est limité par l'épaisseur des fibres scintillantes,  $\sigma_{\text{position}} = 250 \mu\text{m}/\sqrt{12}$ ).

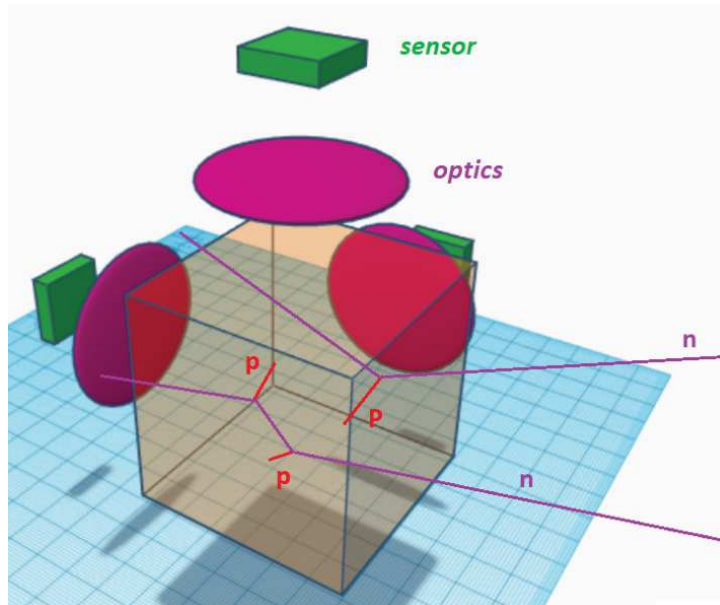


FIGURE 1.10 – Schéma d’une simulation du détecteur RIPTIDE [22].

### 1.2.3.d Détecteur de neutrons rapides multi-couches

R. Preston et al. [23] décrivent un prototype de spectromètre neutron basé sur des doubles collisions élastiques, schématisé sur la figure 1.11. Le détecteur est constitué d’une succession de plans tous composés :

- d’un scintillateur plastique épais de 2 mm, pour éjecter des protons de recul et mesurer leur énergie.
- d’un Timepix, un capteur silicium pixelisé ( $256 \times 256$  pixels avec une granularité de  $55 \mu\text{m}$ ) développé par le CERN [24], situé juste après le scintillateur, pour mesurer l’énergie résiduelle et la position des protons.

Le détecteur se concentre alors sur la détection d’un neutron dans deux plans différents. Bien qu’intéressant, ce système dispose toutefois d’une très mauvaise résolution en énergie (30 % à 5 MeV) provenant de la mesure de l’énergie des protons de recul par les scintillateurs plastiques, qui ne sont généralement pas adaptés pour la mesure d’énergie de hadrons (il est plutôt conseillé d’utiliser des scintillateurs inorganiques pour cette application). Dans le prototype testé, les scintillateurs ont une résolution évaluée à 34 % pour des protons de 5 MeV aussi expliquée par la faible collection de photons des SiPM, de 13 %. De plus, ce design rend difficile un fonctionnement à flux élevés car il y a un risque important d’observer des coïncidences fortuites de neutrons plutôt que des doubles collisions élastiques issues d’un même neutron compte tenu de l’épaisseur de volume sensible de chaque plan.

## 1.2.4 Conclusion

La très large plage d’énergies des neutrons rend très difficile la conception d’un détecteur capable de mesurer les neutrons sur toute leur gamme en énergie sans compromis sur l’efficacité de détection, la résolution en énergie ou encore leur réponse au bruit de fond dans le cas de mesures avec un flux important. À ce jour, seuls les instruments à modération de neutrons permettent d’observer les neutrons du meV au GeV. Néanmoins ces détecteurs souffrent d’une mauvaise résolution en énergie, et saturent dès que le flux

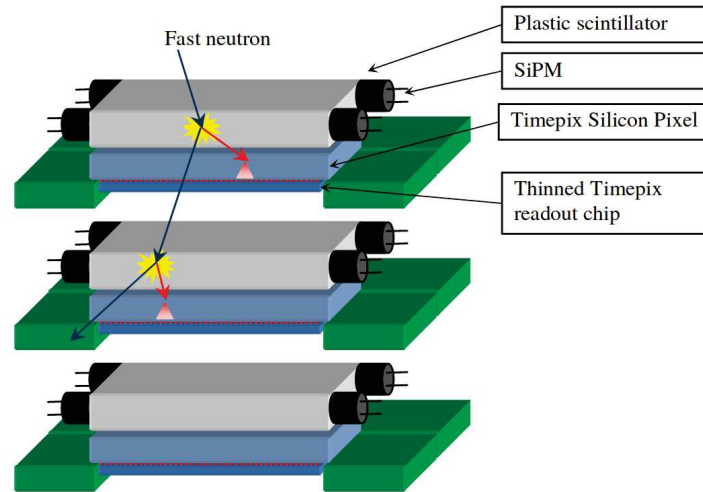


FIGURE 1.11 – Schéma du détecteur basé sur une succession de scintillateurs plastiques et de Timepix [23].

de neutrons excède  $10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  (ce dernier point pouvant être amélioré en utilisant l'information de courant des compteurs proportionnels).

En tant que compteur dans un système à temps de vol, les scintillateurs sont un excellent moyen de mesurer l'énergie de neutrons mais leur application nécessite un faisceau pulsé et une distance suffisante de la cible pour obtenir une bonne résolution, des conditions qui ne sont pas rencontrées dans beaucoup d'installations.

De manière générale, les détecteurs à protons de recul sont de bons candidats pour la mesure de neutrons rapides (de 1 à 500 MeV), car ils peuvent avoir une bonne résolution en énergie et fonctionner à des flux de neutrons importants, en plus d'effectuer des mesures en temps réel. Mais cette méthode est réservée à une gamme en énergie limitée du spectre des neutrons.

Dans ce contexte, l'équipe DeSIs (Dosimétrie, Simulation et Instrumentation) de l'IPHC (Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg) a entrepris de développer, en collaboration avec l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire), un détecteur à protons de recul compact permettant une caractérisation en temps réel des champs neutroniques rapides jusqu'à des flux de  $10^7 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Cet instrument basé sur la technologie CMOS a pour fonction première la mesure de faisceaux mono-énergétiques de neutrons en respectant des critères de métrologie.

# Chapitre 2

## Présentation du Télescope à Protons de Recul

### 2.1 Description du système

Le détecteur développé dans le cadre de ce travail de thèse est un télescope à protons de recul (TPR). La détection par noyaux de recul impose de mesurer l'angle d'émission des noyaux ( $\theta$ ) et leur énergie au moment de la collision élastique ( $E_r$ ). Les lois de conservations permettent de calculer l'énergie du neutron ( $E_n$ ) si ces deux paramètres sont mesurés :

$$E_n = \frac{(1 + A)^2}{4A} \frac{E_r}{\cos^2 \theta} \quad (2.1)$$

avec  $A$  le rapport de la masse du noyau de recul à celle du neutron.

Pour le cas particulier d'une cible hydrogénée, des protons sont éjectés, et en faisant l'approximation  $m_p \simeq m_n$  ( $A \simeq 1$ ) :

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2 \theta} \quad (2.2)$$

Le TPR est ainsi constitué d'un convertisseur en polyéthylène pour générer des collisions élastiques et émettre des protons de recul, d'une partie dédiée à la trajectographie avec trois capteurs CMOS pixelisés, une diode Si(Li) épaisse (3 mm) destinée à mesurer l'énergie des protons de recul, et enfin une diode fine (65  $\mu\text{m}$ ) pour l'élimination du bruit de fond (figure 2.1).

Ses caractéristiques initiales ont été définies dans le cadre d'une collaboration avec l'IRSN, pour la métrologie de faisceaux de neutrons mono-énergétiques auprès de l'accélérateur AMANDE (section 2.3.2). Ce détecteur s'inscrit dans la continuité de travaux sur un premier prototype reposant lui aussi sur la technologie CMOS [25]. La première version du détecteur employait des capteurs MIMOSTAR 3L, des CMOS pixelisés avec une granularité de 30  $\mu\text{m}$ , constitués en matrices de  $320 \times 320$  pixels, et qui sont lus par des ADC 12 bits. Cette version utilisait elle aussi une diode Si(Li) pour la mesure de l'énergie des protons de recul. Toutefois le temps de lecture des MIMOSTAR est très lent, de l'ordre de 5 ms, ce qui ne permettait pas à ce dispositif de fonctionner à des flux de neutrons élevés. Or ce type de détecteur nécessite de compenser le faible taux de comptage lié à son efficacité de détection ( $10^{-5}$ ) par un flux de neutrons plus élevé que des détecteurs à modulation de neutrons par exemple. Mais à haut flux, un temps de lecture trop lent des capteurs CMOS implique que plusieurs neutrons peuvent interagir dans la diode épaisse



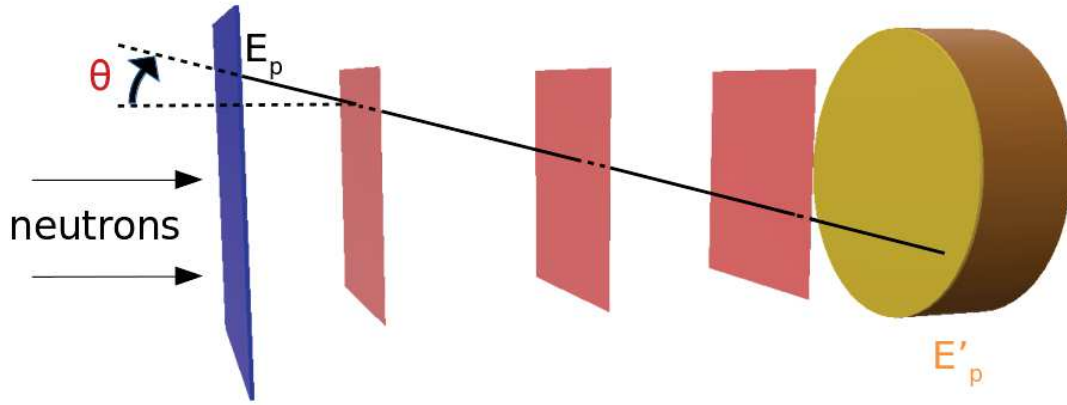


FIGURE 2.1 – Schéma élémentaire du principe de fonctionnement du TPR. Il est constitué d'un convertisseur (bleu), de capteurs CMOS pixelisés (rouge), d'une fine diode (jaune) et d'une diode Si(Li) (orange).

au cours d'un même évènement, ce qui génère un empilement de signaux qui est impossible à éliminer avec la mesure de la diode seule.

La nouvelle version du détecteur développée par le groupe DeSIs vise à augmenter le flux de neutrons maximum avec lequel le télescope peut opérer. Ce dernier doit répondre au cahier des charges imposé par les caractéristiques de l'installation AMANDE et les critères métrologiques, notamment avoir une résolution en énergie meilleure que 5 %, être capable de mesurer des neutrons de 4 MeV à 20 MeV, et perturber le champ de neutrons aussi faiblement que possible (c'est-à-dire un faible budget de matière pour limiter les interactions avec les neutrons). Ce cahier des charges justifie le choix de la méthode de détection par proton de recul : les télescopes à protons de recul peuvent avoir un budget de matière bien plus faible et une meilleure résolution en énergie que des détecteurs à modulation de neutrons entre autre. Ces atouts se paient toutefois au prix d'une efficacité de détection très réduite comparée à d'autre systèmes (section 1.2).

### 2.1.1 Design du détecteur

Le TPR est un instrument compact, intégralement contenu dans une boîte d'aluminium de dimensions  $10 \times 10 \times 8 \text{ cm}^3$ . L'épaisseur de la paroi est au plus de 3 mm, suffisante pour assurer la résistance mécanique de l'instrument. La face avant a été affinée à 1.5 mm sur une surface de  $7.6 \times 4.6 \text{ cm}^2$ , dont le centre est à 7.2 cm de la base de la paroi, dans le but de limiter l'interaction de neutrons avec l'aluminium. Elle est également évidée d'une surface de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ , centrée sur la surface affinée. Un convertisseur en polyéthylène est fixé au niveau de cette fenêtre d'entrée, l'évidement de la face avant permettant aux protons de recul générés dans le convertisseur d'atteindre les détecteurs sans pertes d'énergies dans la boîte en aluminium. À 4.7 cm de la fenêtre d'entrée, dans le télescope, se trouve le premier capteur CMOS. Le second capteur est à 6 cm du premier, et le troisième à 6 cm du deuxième. La diode épaisse se situe à 4.3 cm du dernier capteur CMOS, et la diode fine est située juste devant la diode épaisse.

Comparé à la version précédente du TPR, ce nouveau design permet de fonctionner à des flux bien plus importants (jusqu'à au moins  $10^7 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  contre un maximum de  $5 \times 10^3 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  avec le premier prototype) grâce à la conception de nouveaux capteurs CMOS pixelisés (FastPixN) et à l'ajout d'une fine diode veto destinée à éliminer

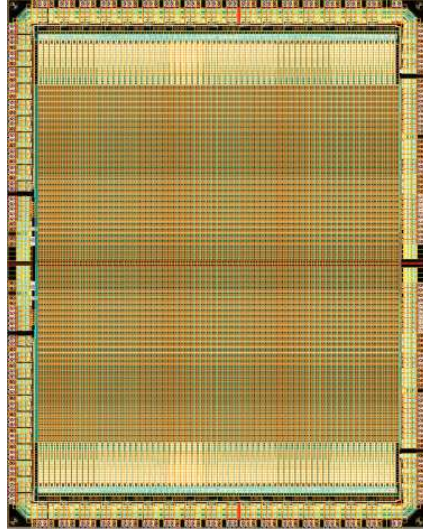


FIGURE 2.2 – Schéma d’un FastPixN, scindé en deux demi-capteurs avec leurs ADC 4 bits respectifs de part et d’autre de la matrice de pixels.

l’empilement dans la diode.

### 2.1.2 Capteurs CMOS FastPixN

Les capteurs destinés à la trajectographie sont nommés FastPixN et ont été développés par le groupe DeSIs de l’IPHC. Il s’agit de capteurs CMOS pixelisés permettant la reconstruction des traces des protons de recul. La matrice de pixels fait une taille totale de  $128 \times 128$  pixels (composée de deux demi-capteurs de  $64 \times 128$  pixels) et chaque pixel a une granularité de  $50 \mu\text{m}$  pour une dimension totale du capteur de  $6.4 \times 6.4 \text{ mm}^2$  (figure 2.2). Une carte électronique (PCB) de dimensions  $9.7 \times 9.8 \times 1.7 \text{ cm}^3$  lui sert de support. Elle est évidée des dimensions du capteur CMOS, et ce dernier est centré horizontalement à  $6.6 \text{ cm}$  de la base de la carte électronique, dans l’axe de la fenêtre d’entrée de la boîte en aluminium. La granularité des pixels assure une précision suffisante pour la reconstruction de l’angle de diffusion des protons de recul, de sorte à ce que l’incertitude sur la mesure de l’angle soit dominée par la diffusion de Coulomb et non pas l’incertitude sur la position du proton [26]. Les dépôts d’énergie attendus dans ces capteurs s’étalent de  $30$  à  $200 \text{ keV/pixel}$  pour des protons allant de  $4$  à  $20 \text{ MeV}$  dans la couche sensible du détecteur épaisse de  $10 \mu\text{m}$ . En outre les FastPixN ont été affinés jusqu’à  $50 \mu\text{m}$  d’épaisseur, donnant la possibilité de mesurer des neutrons avec une énergie aussi basse que  $4.5 \text{ MeV}$ . Chaque pixel contient une diode de  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$  destinée à collecter la charge déposée par le passage d’une particule chargée. Le signal mesuré par la diode est ensuite lu par des flash-ADC (*Analog-to-Digital Converter*) 4 bits qui permettent d’échantillonner l’amplitude du signal analogique sur 15 canaux, et obtenir une information sur l’énergie déposée dans le pixel. Ces 4 bits sont suffisants pour opérer avec les dépôts d’énergie mentionnés précédemment et sont utiles pour améliorer la précision d’algorithmes de regroupement des pixels touchés, ou encore évaluer si une trace de proton est prograde ou rétrograde. Un nombre de canaux plus élevé aurait permis une estimation plus précise des dépôts d’énergie, au prix d’une consommation électrique (et dissipation de chaleur) plus élevée et un temps de lecture plus lent.

Afin de diminuer le temps de lecture d’un capteur CMOS, chaque demi-capteur est lu en

mesurant simultanément la charge sur 8 colonnes et par lignes de 16 pixels. Cette méthode de lecture fait que chaque colonne possède son propre amplificateur, ce qui amène à des fluctuations de la réponse du détecteur d'une colonne à l'autre. Toutefois cet effet est corrigé en caractérisant expérimentalement la réponse du détecteur par colonnes ( $8 \times 2$  fonctions de réponse), et non par une unique fonction de réponse pour tout le capteur [27]. Le choix de design du capteur en deux demi-capteurs, la lecture des pixels passant par des ADC 4 bits, et la stratégie de lecture des capteurs assurent ensemble un temps de lecture de toute la matrice de pixels au mieux de 12  $\mu$ s. Cette lecture très rapide des capteurs CMOS pixelisés est nécessaire : le design du détecteur amène à une faible efficacité de détection (de l'ordre de  $10^{-5}$ ) et demande donc un flux de neutrons minimum pour effectuer des mesures en un temps raisonnable, de l'ordre de  $10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Or des flux plus élevés amènent à plusieurs interactions simultanées de neutrons dans la diode, qui sont d'autant plus fréquentes que le flux de particules est élevé et le temps de lecture des FastPixN lent (sections 3.8.2 et 4.1.1.b). Ce dernier doit donc être aussi rapide que possible pour limiter l'impact du flux de neutrons sur la qualité des mesures. Les capteurs FastPixN sont donc de plus petites dimensions que les MIMOSTAR (utilisés pour le premier prototype) avec moins de canaux disponibles, mais ils sont bien plus rapides à lire avec un gain d'un facteur 400 sur la vitesse de lecture, et ils permettent avec la fine diode de mesurer des flux de neutrons 2000 fois plus élevés.

### 2.1.3 Mesure de l'énergie des protons de recul

La mesure de l'énergie des protons de recul est effectuée par une diode silicium dopée au lithium. Elle est suffisamment épaisse, de 3 mm, pour stopper complètement les protons de recul les plus énergétiques (20 MeV). Elle est de forme cylindrique, avec un diamètre de 11.2 cm. La diode est polarisée à 400 V, comme recommandé par le fabricant. Le signal mesuré passe par un pré-amplificateur, un *shaper* (mise en forme) puis un discriminateur destiné à estimer l'amplitude du signal. Il est ensuite échantillonné par un ADC 20 bits pour être numérisé.

### 2.1.4 Élimination du bruit de fond

L'une des améliorations apportées à ce nouveau prototype de télescope est l'ajout d'une autre diode, appelée véto, fine de 65  $\mu$ m et située juste avant la diode Si(Li). Le véto est de forme rectangulaire de  $7.9 \times 7.9 \text{ cm}^2$ , inscrit dans la surface circulaire de la diode. La motivation de cet ajout est le rejet des événements de bruit de fond issus de coïncidences fortuites de neutrons dans la diode, devenant d'autant plus fréquents que le flux de particules est élevé. Il existe d'autres sources de bruit de fond (section 3.8.2) mais celui provenant de la diode est dominant, car l'épaisseur importante de la diode Si(Li) (3 mm) donne une fréquence de réactions des neutrons élevée dans son volume par rapport aux FastPixN et au convertisseur (0.2 à 0.7 mm en tout). La fine diode de véto suit le même protocole d'acquisition que la diode Si(Li), toutefois compte tenu des faibles dépôts d'énergie qu'elle est amenée à mesurer, le gain de son pré-amplificateur est nécessairement plus élevé.

## 2.1.5 Choix du matériau et de l'épaisseur du convertisseur

### 2.1.5.a Matériau du convertisseur

Le choix du matériau de convertisseur permet d'optimiser l'efficacité de détection, qui est proportionnelle à la concentration en hydrogène du convertisseur, et de réduire la quantité de bruit de fond généré. Le polyéthylène est un candidat idéal sur de nombreux aspects : il s'agit d'un polymère solide à température ambiante, riche en hydrogène (66 % de fraction atomique), simple à produire et bon marché. Il peut être manipulé sans contraintes particulières (contrairement à des substances en phase liquide ou gazeuse). Le carbone qu'il contient peut toutefois être générateur de bruit de fond par des canaux inélastiques type (n,xp). Mais, d'une part la section efficace de ces événements est faible comparée à la section efficace de collision élastique avec l'hydrogène du convertisseur, et d'autre part ces réactions inélastiques ne sont possibles qu'à partir de 13.6 MeV avec le carbone 12, ce qui limite la fréquence et l'énergie de ces événements.

Pour la version actuelle du TPR, le convertisseur est un élément passif mais des améliorations futures pourraient le remplacer par un élément actif (section 6.1).

### 2.1.5.b Épaisseur du convertisseur

L'épaisseur de convertisseur utilisée va dépendre partiellement du matériau choisi. En effet, plus ce dernier est dense et plus le convertisseur pourra être fin pour les mêmes bénéfices qu'un convertisseur moins dense et plus épais. Toutefois le choix du matériau reste secondaire (tant que l'hydrogène qu'il contient reste l'espèce qui réagit le plus avec les neutrons) et l'épaisseur optimale dépend principalement de l'application souhaitée. Pour l'utilisation du TPR, la gamme typique d'épaisseur de convertisseur s'étend de 10 à 500  $\mu\text{m}$  avec le polyéthylène. Les protons de recul doivent avoir une énergie minimale de 4.5 MeV en sortie du convertisseur pour atteindre le veto. Si un proton de recul généré dans le début du convertisseur n'atteint pas cette énergie minimale à cause des pertes d'énergie dans le convertisseur, alors il est inutile d'utiliser un convertisseur plus épais à cette énergie. De plus, un convertisseur épais dégrade voire biaise l'énergie des neutrons lors de l'analyse des données (section 4.4.2.c). Il est alors généralement préférable d'utiliser un convertisseur plus fin, typiquement de 50  $\mu\text{m}$ , malgré une efficacité de détection plus faible.

## 2.1.6 Régulation de la température

Le TPR est un instrument compact, confiné et relativement dense en composants électroniques. Ces derniers dissipent une quantité de chaleur non négligeable qui doit être évacuée pour assurer le fonctionnement optimal des capteurs FastPixN et des diodes. L'évacuation de la chaleur se fait pour la version actuelle en ouvrant la partie supérieure du TPR et en y installant un ventilateur. Une fois la phase de développement achevée, le refroidissement sera assuré par un module Peltier situé sur la face supérieure du TPR. En outre, les circuits imprimés disposent de capteurs de température afin de contrôler l'évolution de la température en temps réel, qui est actuellement située entre 28 et 33  $^{\circ}\text{C}$  pendant une acquisition.

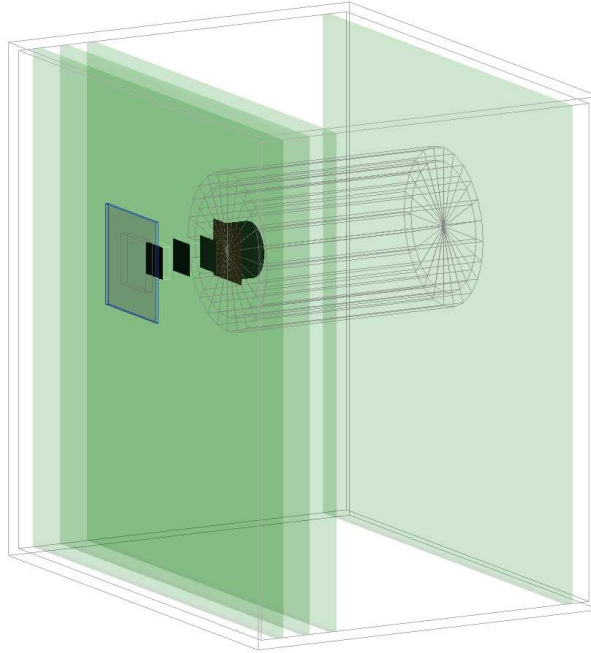


FIGURE 2.3 – Visualisation de la modélisation du TPR dans Geant4. Les PCB sont représentés en vert transparent, la feuille d’aluminium devant le TPR en gris, le convertisseur en bleu suivi des trois capteurs CMOS FastPixN en noirs, puis le véto et la diode.

## 2.2 Simulation du détecteur

### 2.2.1 GEANT4

Le télescope à protons de recul a été modélisé dans son ensemble avec le code de simulation Monte-Carlo GEANT4 version 4.10.07.p01 (figure 2.3), développé par le CERN [28]. Le contenant en aluminium de dimensions  $10 \times 10 \times 8 \text{ cm}^3$  et épais de 1.5 mm a également été simulé. Il est évidé sur sa face avant d’une surface de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  pour permettre le passage des protons de recul. Le convertisseur en polyéthylène, d’épaisseur variable, se situe sur la face avant ainsi qu’une fine couche d’aluminium de  $20 \mu\text{m}$  destinée à bloquer la lumière. Les cartes des circuits imprimés (PCB), support des FastPixN et des diodes, ont également été modélisées car elles s’avèrent être une source de particules secondaires chargées, par interaction des neutrons dans les cartes. Une composition moyenne des PCB (matériau FR-4) a été utilisée, permettant d’obtenir un ordre de grandeur de l’impact des particules secondaires. La composition simulée des PCB épais de 1.7 mm est décrite dans la table 2.1. Les trois premiers PCB ont été évidés d’une surface de  $6.4 \times 6.4 \text{ mm}^2$ , ils sont séparés entre eux de 6 mm et contiennent chacun un capteur FastPixN. Ces derniers sont épais de  $52 \mu\text{m}$  et sont constitués en trois couches dans la modélisation : une première couche de  $34 \mu\text{m}$  en silicium constituant le substrat du capteur, une seconde couche épitaxiale de  $10 \mu\text{m}$ , elle aussi en silicium (constituant la partie sensible du détecteur) et enfin une couche d’oxyde de silicium épaisse de  $8 \mu\text{m}$ . L’ensemble occupe une surface totale de  $6.4 \times 6.4 \text{ mm}^2$  correspondant à l’évidement des PCB. Enfin, le dernier PCB situé dans le fond du contenant, est le support de la diode et du véto. La diode est cylindrique, épaisse de 3 mm avec un rayon de 5.6 mm. Le véto est contre la diode, épais de  $65 \mu\text{m}$ , et il est modélisé par un pavé droit dont les dimensions sont inscrites dans le cercle délimité par la diode, soit  $7.9 \times 7.9 \text{ mm}^2$ . La distance entre le convertis-

Élément	Fraction atomique (%)	Fraction massique (%)
O	29.09	22.46
C	24.57	14.24
H	19.85	0.97
Si	7.32	9.92
Br	6.62	25.52
Cu	5.49	16.82
Ca	2.74	5.30
Al	2.25	2.93
B	1.21	0.63
Mg, Na, K, Ti, Fe	0.86	1.21

TABLE 2.1 – Composition simulée des PCB dans Geant4.

seur et le premier FastPixN est de 4.7 mm, et la distance entre le dernier FastPixN et le veto est de 4.3 mm. L'ensemble des simulations ont été faites avec la liste de processus physiques intégrée QGSP\_INCLXX\_HP qui repose notamment sur le modèle nucléaire INCL (Cascade intra-nucléaire de Liège) et le modèle de transport haute précision des neutrons G4NeutronHP [29]. Ce dernier est notamment destiné à améliorer la précision des processus inélastiques impliquant les neutrons de 0 à 20 MeV en reposant directement sur des mesures de sections efficaces. Le modèle INCL ne prend la main que pour les neutrons au delà de 20 MeV jusqu'à la dizaine de GeV, bien au-delà de la gamme d'utilisation prévue par le TPR, ou si les sections efficaces en dessous de 20 MeV ne sont pas disponibles pour la librairie HP. En outre, le modèle HP est celui qui reproduit le mieux certaines réactions d'intérêt, telles que par exemple les réactions  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)$  ou encore  $^{28}\text{Si}(n, p)$ . Il présente cependant des différences importantes avec d'autres modèles et d'autres codes de simulation Monte-Carlo (section 5.2) [30]. L'intégralité des processus qui déposent de l'énergie dans l'un des volumes sensibles (couche sensible des FastPixN, veto, diode Si(Li)) sont retenus pour générer un fichier de sortie pour l'analyse des données simulées. Ils sont enregistrés au moyen d'une classe utilisateur héritant de `G4UserEventAction`, dont une instance est donnée au `G4RunManager` de Geant4. Les données sont enregistrées au format ROOT [31], dans un arbre contenant les caractéristiques des particules. Chaque entrée de l'arbre peut enregistrer jusqu'à 600 événements (un événement correspond à la simulation d'un neutron), afin de pouvoir simuler un flux allant de 1 à 600 neutrons traversant simultanément le TPR par acquisition.

### 2.2.2 GATE

Une simulation du détecteur a également été effectuée avec GATE. Il s'agit d'un logiciel de simulation Monte-Carlo développé en code source ouvert. Il est basé sur GEANT4 et contient des outils destinés à faciliter l'expérience de l'utilisateur dans le domaine médical, notamment pour la modélisation des plans de traitement ou encore la physique d'installations médicales (TEP, LINAC, etc.) [32][33]. Il inclue également des outils puissants pour le calcul de dose et la dosimétrie en général [34]. Les résultats de simulation sont gérés par des acteurs de dose, d'espace des phases, etc. qui sont autant d'outils développés pour simplifier l'extraction de données de ces simulations.

## 2.3 Cadre expérimental

Le développement du télescope à protons de recul réalisé dans le cadre de cette thèse a conduit à de nombreux tests expérimentaux auprès de plateformes d'irradiation pour évaluer et optimiser les performances du système. Ces tests ont porté sur les différents composants du détecteur<sup>1</sup> : d'une part sur les capteurs pixelisés FastPixN, afin de s'assurer de l'homogénéité de leur réponse à différentes énergies de protons et de leur synchronisation qui est essentielle pour la trajectographie et la mesure de l'angle d'émission des protons de recul. La diode Si(Li) et le véto ont été testés d'autre part, pour vérifier leur gamme d'énergie, la linéarité de leur réponse et leur résolution. Cette partie présente les différents accélérateurs utilisés pendant la phase de développement du détecteur, nécessaires à la réalisation de ces tests essentiels.

### 2.3.1 Accélérateurs de protons

#### 2.3.1.a Plateforme Cyrcé

Le CYclotron pour la ReCherche et l'Enseignement (Cyrcé) est un accélérateur de protons situé sur le site de l'IPHC, à Strasbourg. Cet accélérateur est à vocation multidisciplinaire, de la production de radio-isotopes comme le  $^{18}\text{F}$  pour l'imagerie médicale et la recherche, à l'irradiation de détecteurs. Il utilise un cyclotron (TR 24 de Advanced Cyclotron Systems Inc., figure 2.4a), séparé de l'aire de recherche, permettant d'accélérer des protons de 16 à 25 MeV avec une amplitude de l'intensité du faisceau s'étendant du fA à la centaine de nA. Le faisceau est mis en forme depuis une salle de contrôle, par un jeu de collimateurs et d'aimants sur une longueur totale de 4 m (figure 2.4b). Il passe ensuite par une fine couche d'aluminium de 50  $\mu\text{m}$  séparant le vide créé dans la ligne du milieu extérieur. Le faisceau peut être conformé à un diamètre particulier à l'aide d'un collimateur en aluminium et son énergie en sortie de la ligne est modulée avec un film d'aluminium. Ce dernier est modifié au moyen d'une roue contenant différentes épaisseurs de film d'aluminium sur sa périphérie, de 0 (vide) à 2.761 mm (figure 2.5). La roue est contrôlée à distance, ce qui permet de balayer continûment toutes les énergies de 0 à 25 MeV avec la modulation de l'énergie du cyclotron de 16 à 25 MeV. Cette méthode d'atténuation de l'énergie du faisceau amène cependant à un étalement de l'énergie obtenue après le passage de la couche d'aluminium qui est d'autant plus important que son épaisseur est importante (que l'énergie finale du faisceau est faible).

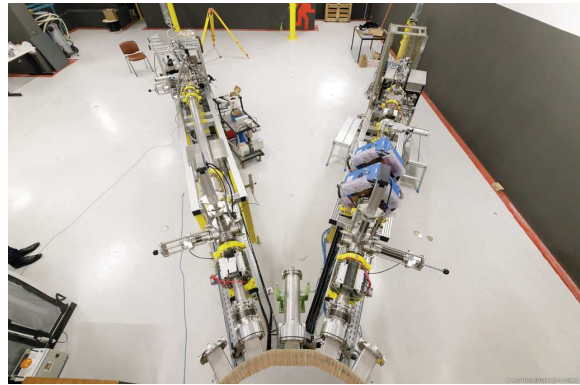
Lors des différentes mesures effectuées avec le TPR auprès de l'accélérateur Cyrcé, le détecteur a été placé dans l'axe du faisceau, après la roue, soit avec les trois capteurs FastPixN seuls, soit avec le véto et la diode, soit avec l'ensemble de ces éléments en même temps. Un collimateur est systématiquement utilisé, généralement d'un diamètre de 2 mm, pour n'irradier qu'une partie des FastPixN. Le flux de particules typiquement utilisé est de l'ordre du femtoampère ( $\sim 6000 \text{ p} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

#### 2.3.1.b Plateforme ACACIA

ACACIA (ICube, Strasbourg) est une plateforme d'irradiation possédant un accélérateur Van de Graaff pouvant générer différents faisceaux d'ions (H, D,  $^4\text{He}$ , C, ...) allant de 0.5 à 4 MeV pour des protons. Cet accélérateur est utilisé principalement pour l'analyse des matériaux avec différentes techniques, comme la diffusion de Rutherford, l'analyse par réactions nucléaires, l'émission induite de rayons X/ $\gamma$ , etc. qui permettent d'obtenir



(a) Cyclotron TR 24.



(b) Les deux lignes de faisceau de l'aire de recherche

FIGURE 2.4 – Photos de l'installation Cyréc (cyrce.fr).



FIGURE 2.5 – Photo d'une expérience avec le TPR à l'accélérateur Cyréc. Le détecteur est positionné à l'extrémité de la première ligne de faisceau, avec la roue et un collimateur de 2 mm.



une information sur la composition chimique et la structure du réseau cristallin d'un échantillon.

Cette plateforme d'irradiation a principalement été utilisée pour caractériser la réponse individuelle de chaque élément du système de détection. L'intensité du faisceau obtenue avec ce type d'accélérateur est très élevée (au-delà du microampère) par rapport au flux maximal de protons souhaité dans les capteurs FastPixN (ordre du femtoampère). Le facteur  $10^9$  entre ces valeurs de flux rend impossible des mesures directes du TPR avec ce faisceau de protons. La solution employée passe par la diffusion de Rutherford, en plaçant une feuille d'or dans l'axe du faisceau. Le TPR est positionné à un angle de  $150^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau, et la diffusion de Rutherford permet d'obtenir un flux bien moins important car ce dernier évolue comme  $\sin^{-4}(\theta/2)$ . Un autre détecteur, fourni par la plateforme ACACIA, est positionné à un angle de  $135^\circ$  et mesure le flux de protons. Cela permet d'obtenir le flux théorique attendu au niveau du TPR :

$$\Phi_{150^\circ} [\text{p} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}] = \frac{\Phi_{135^\circ} \cdot d^2}{S} \cdot \frac{\sin^4(150^\circ/2)}{\sin^4(135^\circ/2)}$$

avec  $d$  et  $S$  la distance à la feuille d'or et la surface du détecteur situé à  $135^\circ$ . L'énergie maximum obtenue de cette manière est de  $3.1 \text{ MeV}$ , ce qui ne permet pas de tester une configuration complète du TPR car seulement un plan de capteur CMOS peut être traversé en intégralité. Les seules combinaisons de capteurs possibles sont donc :

- deux capteurs CMOS
- un capteur CMOS et la diode Si(Li) ou le véto
- le véto et la diode

### 2.3.1.c Accélérateur MEDICYC

Dans le cadre d'un partenariat avec l'IN2P3, le cyclotron MEDICYC du Centre Antoine Lacassagne (figure 2.6) est accessible aux chercheurs pour des expériences dans le contexte de la protonthérapie. MEDICYC accélère des protons de  $65 \text{ MeV}$ , et il est essentiellement utilisé pour le traitement de tumeurs situées au niveau de l'oeil. Cet accélérateur est capable de délivrer  $1 \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ , et il est envisagé qu'il soit amélioré pour délivrer jusqu'à  $500 \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ . Dans le cadre de ce travail de thèse, l'énergie du faisceau est intéressante dans l'optique d'étudier la production de neutrons secondaires en protonthérapie.

### 2.3.2 Plateforme AMANDE

L'Accélérateur pour la Métrologie et les Applications Neutroniques en Dosimétrie Externe (AMANDE) est un accélérateur de l'IRSN, situé sur le site de Cadarache. AMANDE produit des champs de neutrons mono-énergétiques métrologiques allant de  $2 \text{ keV}$  à  $20 \text{ MeV}$ . Cet accélérateur est destiné à l'étalonnage d'instruments de radioprotection et à la calibration de spectromètres neutron. Les neutrons sont produits au moyen de faisceaux d'ions (protons et deutons) dirigés sur une cible, produisant des réactions nucléaires émettrices de neutrons. Afin d'éviter toute surchauffe, la cible pivote (ce qui évite d'irradier en permanence la même portion de cible) et elle est refroidie à l'air en permanence. Les ions et les cibles sont choisis de sorte à exploiter des réactions très précises (endothériques ou exothermiques) pour générer des neutrons mono-énergétiques dans une large gamme d'énergies. Les réactions nucléaires utilisées à AMANDE sont récapitulées dans la table 2.2. Chacune de ces réactions est à deux corps, ce qui permet d'obtenir

Réaction	Q [MeV]	Seuil [MeV]	Energie neutrons [MeV]
$^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$	-2.84	2.91	0.002 à 0.052
$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$	-1.64	1.88	0.120 à 0.650
$^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$	-0.76	1.02	0.290 à 3.20
$^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$	3.27	0	2.45 à 7.30
$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	17.59	0	14.70 à 20.80

TABLE 2.2 – Réactions nucléaires utilisées à AMANDE pour générer des neutrons mono-énergétiques. La chaleur de réaction est notée  $Q$  et le seuil correspond à l'énergie minimale que doit avoir le projectile pour déclencher la réaction.

des neutrons quasi mono-énergétiques à un angle donné. Les faisceaux de protons et de deutons sont obtenus au moyen d'un tandem (Van de Graaff) permettant d'accélérer des particules avec une énergie allant de 100 keV jusqu'à 4 MeV. Cet accélérateur de particules chargées permet de moduler l'énergie du faisceau d'ions et donc l'énergie des neutrons. La cible est située au centre d'une plateforme disposant de deux bras rotatifs (figure 2.7), afin de positionner le détecteur à différents angles autour de la cible, ce qui ajoute un degré de liberté supplémentaire pour moduler l'énergie des neutrons car leur énergie varie comme :

$$K_n = \left( \frac{\sqrt{m_n m_p K_p} \cos \theta + \sqrt{m_n m_p K_p} \cos^2 \theta + (m_f + m_n)(m_f Q + (m_f - m_p)K_p)}{m_f + m_n} \right)^2$$

avec  $(m_n, K_n)$  la masse et l'énergie cinétique des neutrons,  $(m_p, K_p)$  la masse et l'énergie cinétique des ions,  $m_f$  la masse du noyau fils issu de la réaction nucléaire et  $Q$  la chaleur de réaction.

Lors des tests du système réalisés sur la plateforme AMANDE, le détecteur a été positionné à 75 cm de la cible et à différents angles pour obtenir des énergies de 5, 7, 14 et 17 MeV. Les mesures ont été effectuées avec un flux de neutrons de  $10^3$  à  $10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

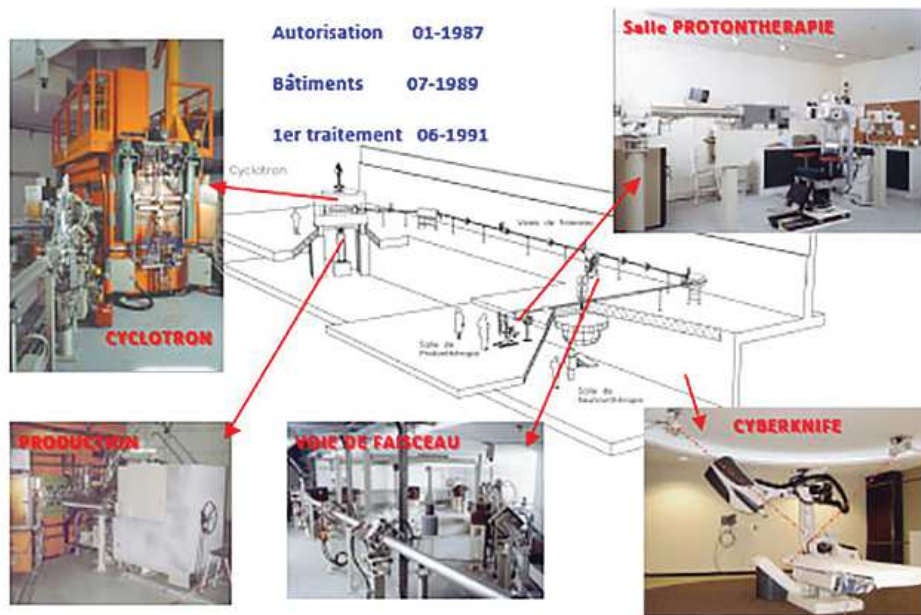


FIGURE 2.6 – Photos de la ligne de faisceau, d’une salle de protonthérapie et d’un CyberKnife, utilisant le cyclotron MEDICYC (protontherapie.fr).



FIGURE 2.7 – Aire de recherche, avec la cible située au centre de la plateforme et ses bras rotatifs (irsn.fr).

# Chapitre 3

## Analyse des données

Le télescope à protons de recul présenté dans le chapitre précédent mesure les coordonnées liées au passage du proton de recul ainsi que son énergie. Le spectre neutron est reconstruit au moment de l'analyse des données, séparément de la mesure effectuée par le TPR.

La reconstruction des spectres expérimentaux et simulés passent par un code d'analyse commun, dont les différentes étapes clés sont décrites dans cette partie, de la lecture des fichiers à l'obtention des énergies des neutrons et l'application de coupures de sélection. On définit le repère cartésien lié au détecteur de sorte à ce que l'axe z soit selon l'axe du détecteur, c'est-à-dire orthogonal aux plans de capteurs CMOS, et sa direction va du convertisseur vers la diode. Les axes x et y sont chacun parallèles à une arête de capteurs CMOS avec y orienté selon la hauteur du TPR de sorte à ce que les vecteurs  $\vec{u}(1, 0, 0)$ ,  $\vec{v}(0, 1, 0)$  et  $\vec{w}(0, 0, 1)$  vérifient  $\vec{u} \times \vec{v} = \vec{w}$ .

### 3.1 Format des données

#### 3.1.1 Données expérimentales

Le TPR produit un fichier binaire à l'issue des mesures. Ces fichiers sont convertis (par commodité) en fichiers textes. Le format d'une acquisition dans un fichier est le suivant :

---

```
frame coups_CMOS_3 coups_CMOS_2 coups_CMOS_1 coups_véto coups_diode
0 x_0 y_0 adc_0
...
1 x_1 y_1 adc_1
...
2 x_2 y_2 adc_2
...
3 clock_3 adc_3 count_3
...
4 clock_4 adc_4 count_4
...
```

---

La première ligne contient l'indice de la mesure (unique à chaque mesure) et le nombre de coups mesuré dans chaque détecteur. Les lignes suivantes indiquent tous les pixels touchés avec, dans l'ordre : l'indice du CMOS concerné (0, 1 ou 2), les coordonnées du

Branche	Définition	Type
n_hit	nombre de coups	int
EventID	identifiant de l'évènement	tableau de int
initialEnergy	énergie initiale du neutron	tableau de float
No_Volume	identifiant du volume	tableau de int
XYZ	positions de la particule	tableau $3 \times n\_hit$ de float
depositEnergy	énergie déposée par la particule	tableau de float
kineticEnergy	énergie cinétique de la particule	tableau de float
Momentum	direction de la particule	tableau $3 \times n\_hit$ de float
PDGEncoding	code PDG de la particule	tableau de int
ParentTrackID	identifiant de la particule mère	tableau de int
TrackID	identifiant de la particule	tableau de int
ProductionVolume	volume où a été produit la particule	vecteur de TString

TABLE 3.1 – Définition des branches des fichiers simulés.

pixel, puis sa charge. Il y a autant de lignes qu'il y a de coups dans les FastPixN. Ensuite tous les coups enregistrés dans le véto (3) et la diode (4) avec dans l'ordre : le numéro de capteur, le temps (horloge commune), la charge et enfin le nombre de coups total. Chaque fichier texte contient un ensemble de ces mesures, qui sont lues successivement pendant l'analyse.

### 3.1.2 Données simulées

Dû au faible taux d'interaction des neutrons dans le polyéthylène comparé à celui de la diode, les simulations réalisées avec Geant4 (section 2.2.1) peuvent être relativement longues. L'ordre de grandeur est d'environ 100 évènements correctement reconstruits pour  $5 \times 10^7$  évènements simulés en 15 heures avec un processeur cadencé à 2.10 GHz, pouvant être répartis sur plusieurs cœurs logiques. Le format des fichiers de sortie choisis sont des fichiers ROOT contenant un arbre avec différentes branches correspondant au contenu d'un paquet d'évènements. Dans le but d'optimiser le temps de simulation, l'espace disque et le temps d'analyse, le format de sortie des données dans le fichier a été adapté. Dans l'optique de vouloir simuler différents flux de neutrons, les évènements ne sont pas enregistrés 1 par 1 mais par paquets de 600 évènements (ce qui permet de faire une analyse jusqu'à  $600 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ). Il est possible de différencier chaque évènement au sein d'un même paquet au moyen de l'identifiant de l'évènement (EventID).

Pour chaque particule on enregistre la position, l'identifiant du volume qu'elle traverse, le volume où elle est produite, son énergie, l'énergie qu'elle dépose dans le volume et de quel type de particule il s'agit. Toutes les branches sont présentées dans la table 3.1. À partir de ces informations, il est alors possible de générer des fichiers de données dans le même format que les données expérimentales.

## 3.2 Méthode d'analyse des données expérimentales et simulées

Le code d'analyse développé dans le cadre de cette thèse se structure en classes destinées à faciliter l'écriture et l'utilisation du programme. Une de ces classes (nommée

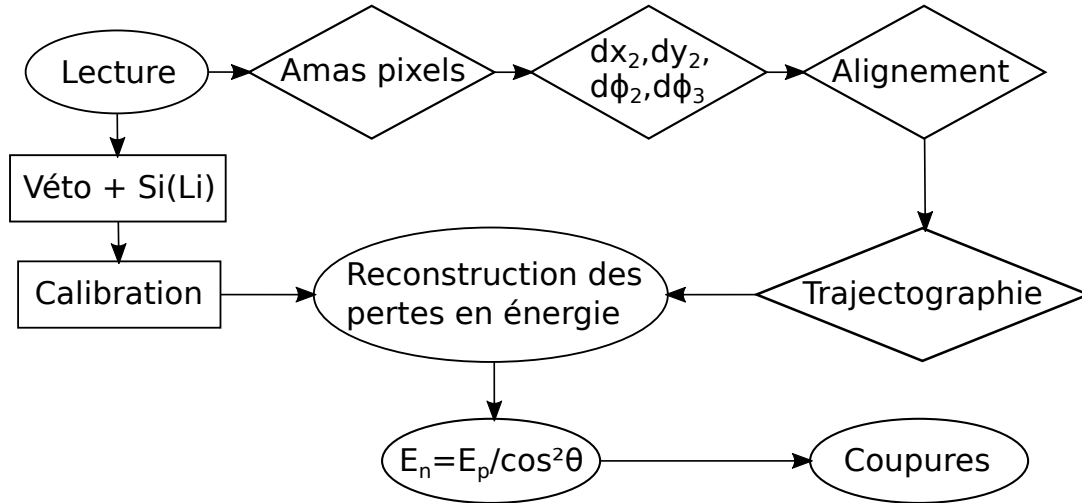


FIGURE 3.1 – Logigramme de la lecture des données à la reconstruction en énergie des neutrons et applications des coupures de sélection.

**Frame**) est destinée à contenir les données d’une acquisition par le TPR avec l’ensemble des pixels touchés dans chaque plan de FastPixN ainsi que les déclenchements qui ont lieu dans le véto et la diode. Ils sont ajoutés par le biais de différentes fonctions membres. La classe contient également d’autres informations comme l’identifiant de l’évènement, le fichier de calibration à utiliser, l’énergie reconstruite après analyse, le statut des coupures de sélection, etc. Elle sert de socle commun aux données simulées et aux données expérimentales pour les analyser exactement de la même façon, avec quelques différences pour la simulation Monte-Carlo :

- la classe contient aussi l’énergie simulée exacte déposée dans le véto et la diode. Lors de l’analyse, une résolution est introduite au moment de lire l’énergie déposée dans chaque diode.
- pour une analyse plus poussée, la classe peut contenir des informations de simulation comme le lieu de production des particules (convertisseur, véto, diode, etc.), mais ces informations ne sont utilisées que par une analyse externe à l’analyse commune aux fichiers expérimentaux et simulés.
- l’énergie initiale de chaque neutron est également renseignée, ce qui peut s’avérer utile pour évaluer les performances en spectre poly-énergétique.

Le programme d’analyse et son utilisation sont détaillés en annexe B, avec une explication du rôle de chaque classe. L’analyse d’une mesure (représentée par la classe **Frame**) se fait successivement par un algorithme de regroupement des pixels ajoutés (*clustering*), l’application d’un algorithme d’alignement pour corriger les coordonnées des amas de pixels d’un éventuel désalignement des capteurs CMOS, puis la trajectographie sur les amas de pixels reconstruits, la reconstruction de l’énergie des neutrons et enfin l’élimination du bruit de fond (figure 3.1). Ces étapes sont décrites dans les sections suivantes (3.3 à 3.9).

### 3.3 Rassemblement de mesures consécutives

La lecture des données expérimentales inclut la possibilité de rassembler des mesures consécutives en une seule. Cela est nécessaire dans le cas fréquent où un même évènement

est séparé en deux lors de la lecture des données. En effet, les FastPixN sont lus ligne par ligne, de pixels en pixels, et une fois qu'un pixel a été lu, il peut être de nouveau déclenché par le passage d'une particule, alors que le capteur CMOS est toujours en cours de lecture. Le coup enregistré par ce pixel sera donc lu lors de la mesure suivante. Il est alors possible d'avoir des traces où une partie des pixels touchés sont enregistrés par une première mesure, et les autres pixels de la trace sont enregistrés par la mesure suivante. Pour repérer facilement ce type d'évènements, on se sert de l'indice de la mesure (section 3.1.1) enregistré dans les données : chaque acquisition a un identifiant unique au sein d'un même fichier de données et deux mesures consécutives ont des indices consécutifs ( $N$  et  $N+1$ ). Pendant la lecture du fichier, si deux mesures distinctes vérifient ce critère, alors elles sont rassemblées. En pratique cet effet se manifeste par environ la moitié des évènements qui sont séparés en deux mesures consécutives, ce qui amène à une réduction du taux de comptage d'un facteur deux également si les mesures ne sont pas rassemblées.

### 3.4 Algorithme de regroupement des pixels

Une fois qu'une mesure est lue depuis le fichier de données, on applique un algorithme de regroupement des pixels visant à reconstruire les amas de pixels provenant du passage d'un proton de recul. L'algorithme utilisé consiste à chercher les voisins autour d'un pixel hôte, puis à répéter l'opération pour chaque pixel ajouté à l'amas. Dans un premier temps, la liste des pixels touchés est triée par valeurs d'ADC décroissantes, puis la recherche de voisins commence par le début de la liste, en initiant un amas avec le pixel ayant la plus importante charge mesurée. Les critères d'ajout d'un pixel à l'amas sont les suivants :

- il doit être adjacent au pixel hôte ( $\Delta x = 0, \Delta y = \pm 1$  ou  $\Delta x = \pm 1, \Delta y = 0$ ).
- son énergie doit être inférieure ou égale à celle du pixel hôte.

Une fois que tous les voisins du premier pixel ont été trouvés, la procédure est répétée avec chaque pixel ajouté à l'amas, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de pixels à ajouter. Ensuite un nouvel amas est initié avec les pixels qui n'ont pas encore été assignés à un cluster. Pour chaque groupe de pixels, la position moyenne du proton de recul est calculée à partir des pixels touchés et de la charge déposée selon la formule suivante (applicable en  $y$ ) :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=0}^n x_i C_i}{\sum_{i=0}^n C_i} = \frac{\overline{xC}}{\overline{C}} \quad (3.1)$$

avec  $n$  le nombre de pixels contenu dans l'amas,  $x_i$  et  $C_i$  sont respectivement la position et la charge du pixel  $i$ . Une fois l'algorithme appliqué, les coordonnées calculées de l'amas sont corrigées par des paramètres d'alignement.

### 3.5 Procédure d'alignement

Les coordonnées des amas calculées à partir des coordonnées des pixels sont données dans le référentiel de chaque FastPixN mais le référentiel d'intérêt est celui du laboratoire. En effet, le télescope est composé d'une partie destinée à la trajectographie des protons de recul et il est nécessaire de s'assurer de l'alignement des capteurs CMOS les uns relativement aux autres. Les plans de PCB sont insérés verticalement dans des fentes définies par les parois du contenant en aluminium du TPR, puis clipsés au niveau de la

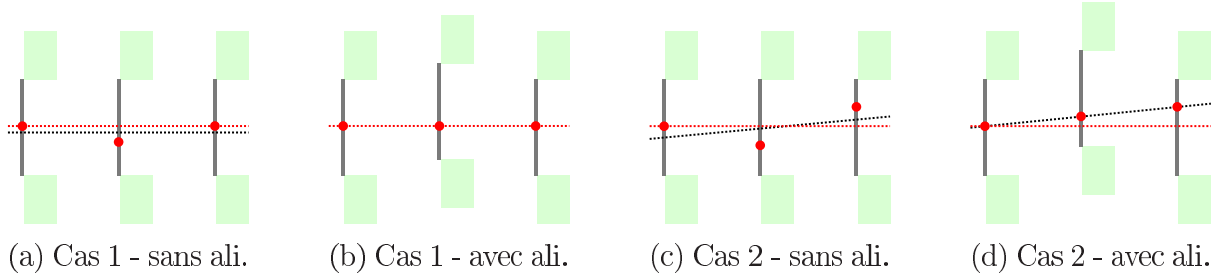


FIGURE 3.2 – Comparaisons avec et sans alignement des traces reconstruites (pointillés noirs). Les trois capteurs CMOS sont représentés avec leurs PCB. La trajectoire réelle du proton est représentée en pointillés rouges, avec un angle d’incidence de  $0^\circ$ . Dans le cas 1, seulement le deuxième capteur CMOS est désaligné. Dans le cas 2, le troisième capteur CMOS est aussi désaligné.

carte mère. Ce design minimise les risques d’un désalignement important qui est alors limité essentiellement à des contraintes mécaniques, mais il rend aussi impossible un ajustement manuel de la position des capteurs FastPixN. L’alignement peut toutefois être fait numériquement, avec un algorithme destiné à corriger les positions mesurées par chaque capteur CMOS. En considérant que l’incertitude selon l’axe  $z$  est négligeable, un algorithme d’alignement a été implémenté en suivant la procédure décrite par C.-A. Reidel et al [35]. Il repose sur la détermination d’un jeu de paramètres qui lient les coordonnées mesurées dans le référentiel de chaque CMOS aux coordonnées dans le référentiel du TPR. Les paramètres recherchés sont ceux qui minimisent un  $\chi^2$  global, dont le calcul se fait sur l’ensemble des traces. Il n’y a qu’une seule matrice à inverser, et pas une pour chaque trace, ce qui rend cette méthode particulièrement rapide. Toutefois, il existe une infinité de jeux de paramètres qui minimisent le  $\chi^2$  global, et il est nécessaire de se restreindre à une seule solution. Afin de limiter les degrés de liberté et s’assurer d’une solution unique, les paramètres d’alignement du premier plan CMOS sont fixés à zéro, ainsi que les paramètres de translation du dernier plan. En utilisant les notations de l’article, les paramètres non-nuls restants sont donc  $dx_2$ ,  $dy_2$ ,  $d\Phi_2$ ,  $d\Phi_3$  et les coordonnées corrigées (dans l’approximation  $d\Phi_i \ll 1$ ) du TPR se calculent comme :

$$\vec{P}_1 = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} \quad \vec{P}_2 = \begin{pmatrix} x_2 + d\Phi_2 y_2 + dx_2 \\ y_2 - d\Phi_2 x_2 + dy_2 \\ z_2 \end{pmatrix} \quad \vec{P}_3 = \begin{pmatrix} x_3 + d\Phi_3 y_3 \\ y_3 - d\Phi_3 x_3 \\ z_3 \end{pmatrix}$$

Après construction de la matrice initiale de taille  $9 \times 9$ , la réduction du nombre de degrés de liberté revient à inverser une matrice de taille  $4 \times 4$  qui permet d’obtenir directement les paramètres d’alignement. Dans un premier temps, le *clustering* des données est effectué sans alignement, et les amas qui forment une trace sont utilisés pour calculer le jeu de paramètres optimal. Ensuite les coordonnées des clusters sont toutes corrigées par ce jeu de paramètres (figures 3.2a et 3.2b).

En revanche, l’alignement est assuré entre les capteurs FastPixN eux-mêmes, mais pas relativement au reste du détecteur : dans le cas précis du TPR, l’algorithme détermine l’alignement optimal du deuxième capteur CMOS relativement aux deux autres. Si le dernier capteur CMOS est décalé de  $\Delta x$  selon l’axe  $x$  par rapport à l’axe du télescope, alors le deuxième capteur sera correctement aligné pour avoir une translation finale de  $\Delta x/2$  ( $dx_3 = dy_3 = 0$ ). Toutefois dans le référentiel du laboratoire, une trace avec un angle d’incidence nul sera alors reconstruite avec un angle tel que  $\tan \theta = \Delta x/12 \text{ mm}$



(figures 3.2c et 3.2d). Un décalage de seulement 10 pixels (0.5 mm) est alors suffisant pour induire une erreur de l'ordre de  $2.4^\circ$  sur l'angle de la trace reconstruite. Cet effet provient directement de la réduction du nombre de degrés de liberté dans l'algorithme où on impose  $dx_1 = dy_1 = dx_3 = dy_3 = 0$  pour obtenir une solution unique, or il ne s'agit pas toujours de la meilleure solution comme le démontre l'exemple précédent. Une amélioration a alors été apportée en appliquant l'algorithme en deux étapes :

- la première est un alignement qui détermine les paramètres  $dx_3, dy_3$  optimaux en conservant  $dx_1 = dy_1 = 0$ .
- la seconde est l'alignement fournissant le jeu de paramètres où on impose les paramètres  $dx_3, dy_3$  optimaux.

Pour obtenir ces paramètres optimaux, la distribution des résidus  $x_3 - x_1$  d'une part et  $y_3 - y_1$  d'autre part sont construites à l'issue du premier alignement. Dans l'hypothèse où le faisceau de particules a un angle d'incidence moyen proche de zéro, ces distributions devraient être centrées sur zéro. Tout décalage de zéro de l'une des deux distributions est donc un indicateur qu'il faut trouver un autre jeu de paramètres d'alignement pour le troisième plan. En utilisant la moyenne de chacune de ces distributions telles que  $dx_3 = -\mu(x_3 - x_1)$  et  $dy_3 = -\mu(y_3 - y_1)$ , on obtient une nouvelle solution qui centre les distributions des résidus et qui permet de reconstruire les angles de diffusion des protons de recul avec le biais le plus faible possible. De manière générale, avec un faisceau incident dont la direction est définie par le vecteur  $\vec{a}(i, j, k)$  dans le référentiel du TPR, les résidus moyens attendus avec un alignement idéal sont  $(x_3 - x_1, y_3 - y_1) = 2 \cdot d \cdot (i/k, j/k)$  avec  $d$  la distance inter-plans de 6 mm. Pour la seconde étape d'alignement, les coordonnées du troisième capteur CMOS sont alors systématiquement corrigées par :

$$\begin{cases} \Delta x = -\mu(x_3 - x_1) + 2 \cdot d \cdot i/k \\ \Delta y = -\mu(y_3 - y_1) + 2 \cdot d \cdot j/k \end{cases}$$

avec la condition  $dx_3 = dy_3 = 0$  (ce qui est équivalent à ne pas modifier les coordonnées du troisième capteur et à modifier  $dx_3, dy_3$ ).

Les paramètres d'alignement absolu déterminés, ils peuvent être appliqués aux positions des amas définies dans le référentiel propre à chaque capteur FastPixN pour obtenir les positions correspondantes dans le référentiel commun du TPR.

L'étape de trajectographie peut ensuite être appliquée sur les coordonnées corrigées des amas de pixels.

## 3.6 Trajectographie

Une fois la reconstruction des amas et l'alignement effectués, il suit une étape de trajectographie visant à évaluer les différentes combinaisons de traces possibles. L'algorithme de trajectographie itère sur les amas contenus dans chaque plan et évalue toutes les combinaisons de traces possibles. S'il y a  $H_i$  amas mesurés dans le plan  $i$ , alors il y a  $H_1 \cdot H_2 \cdot H_3$  traces possibles. Un critère de  $\chi^2$  est évalué par l'ajustement d'une droite sur les positions des trois amas de la trace, pour ensuite départager les différentes traces selon celles qui sont le moins diffusées ( $\chi^2$  le plus faible). Rigoureusement, l'ajustement doit reposer sur une minimisation à 3 dimensions, mais ce calcul classique qui repose sur l'inversion d'une matrice est relativement long une fois répété sur un très grand nombre de traces. L'alternative utilisée ici consiste à effectuer deux ajustements de droites à deux dimensions, l'un dans le plan (xOz) et le second dans le plan (yOz), par calculs directs.

Les coefficients de chaque droite permettent de remonter aux paramètres d'une droite à trois dimensions. En effet, si on note les ordonnées à l'origine et les coefficients directeurs de chacune des droites respectivement  $b_x$ ,  $b_y$  et  $a_x$ ,  $a_y$ , alors un vecteur directeur (non unitaire) de la droite à trois dimensions est  $\vec{A}(a_x, a_y, 1)$ . Enfin en notant  $M(b_x, b_y, 0)$  un point de la droite et  $P_1, P_2, P_3$  les positions des clusters, le  $\chi^2$  de la trace est évalué comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{\left\| \frac{\vec{A}}{\|\vec{A}\|} \wedge \overrightarrow{MP_i} \right\|^2}{2\sigma_i^2} \quad (3.2)$$

avec  $\sigma_i = \sqrt{\sigma(x_i)^2 + \sigma(y_i)^2}$  l'incertitude sur la position de l'amas  $i$ , évaluée à partir de la propagation des incertitudes appliquée à la formule 3.1.  $\sigma(x)$  se calcule donc en itérant sur chaque pixel de l'amas comme :

$$\sigma(x)^2 = \frac{1}{n^2 C^2} \sum_{i=0}^n (C_i^2 \sigma_{pix}^2 + (x_i - \bar{x})^2 \sigma_{C_i}^2) \quad (3.3)$$

avec  $\sigma_{pix} = 50 \mu\text{m}/\sqrt{12}$ .

A l'issue de l'évaluation de toutes les traces, ces dernières sont classées par  $\chi^2$  croissants. Comme le proton est susceptible de subir une diffusion dans le deuxième capteur CMOS, l'estimateur de l'angle de diffusion des protons de recul ( $\theta_{12}$ ) est pris comme l'angle défini par les amas du premier et du deuxième capteurs CMOS par rapport à l'axe  $z$  :

$$\tan \theta_{12} = \frac{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}}{6 \text{ mm}}$$

ou  $\cos \theta_{12} = \frac{6 \text{ mm}}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + 36 \text{ mm}^2}}$

Toutefois le proton de recul peut aussi subir une diffusion dans le convertisseur ou dans le premier plan de CMOS, ce qui induit une incertitude supplémentaire pour la mesure de l'angle de diffusion du proton de recul (voire section 4.4.1.b).

L'analyse des données inclut de plus la possibilité d'effectuer des mesures avec une inclinaison du TPR par rapport au faisceau différente de  $0^\circ$  (section 6.2) : l'angle d'émission du proton est alors corrigé selon l'équation 6.1.

### 3.7 Estimation de l'énergie du neutron

L'étape de trajectographie permet de vérifier la présence d'au moins une trace dans un évènement et de mesurer l'angle d'émission du proton de recul. Quand il y a plusieurs combinaisons possibles, la trace sélectionnée est celle avec le  $\chi^2$  associé le plus faible, qui a la plus grande probabilité de correspondre à une véritable trace peu diffusée. Il ne reste plus qu'à évaluer l'énergie du proton de recul. Si un proton atteint la diode, il doit aussi avoir traversé le veto : si le dépôt d'énergie dans le veto est nul, alors l'évènement est rejeté. L'énergie déposée est mesurée en canaux à la fois dans le veto ( $E_{veto}$ ) et la diode Si(Li) ( $E_{diode}$ ), et il faut utiliser une courbe d'étalonnage pour chaque diode afin d'obtenir une énergie exprimée en MeV. L'énergie finale du proton est  $E_{veto} + E_{diode}$ , mais on cherche à obtenir son énergie initiale au moment de la collision élastique (n,p). Pour cela, il faut corriger l'énergie finale du proton par les différentes pertes d'énergie qu'il a subi dans l'air, les CMOS et le convertisseur lui même. Cette correction est faite par

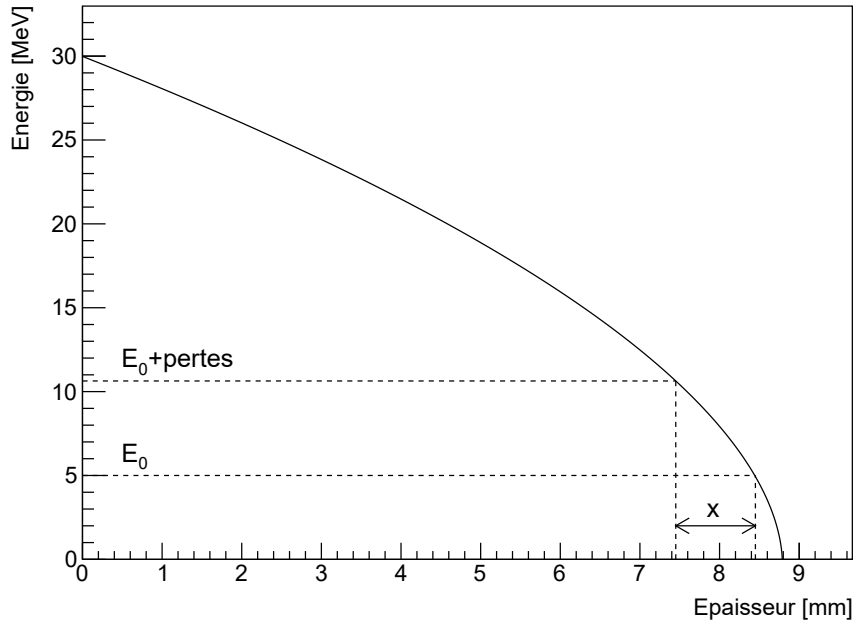


FIGURE 3.3 – Pouvoir d’arrêt du polyéthylène intégré pour des protons de 30 MeV.

une intégration numérique du pouvoir d’arrêt des différents matériaux pour des protons. La méthode d’intégration utilisée est celle de Runge-Kutta à l’ordre 4, et les valeurs de pouvoir d’arrêt sont extraites de Geant4 pour chaque matériau. Pour gagner du temps en ne faisant pas une intégration systématique à chaque évènement, une base de données est générée sous forme de fichiers. Ces derniers contiennent l’évolution de l’énergie d’un proton pour un matériau donné en fonction de l’épaisseur traversée, jusqu’à ce que la particule soit stoppée. Il suffit alors de lire cette base pour obtenir directement la perte d’énergie moyenne dans l’épaisseur traversée. Un exemple est présenté dans la figure 3.3 avec du polyéthylène ; il suffit de lire la position  $x_0$  correspondant à l’énergie après la traversée  $E_0$ , puis d’y retrancher l’épaisseur de matériau traversée ( $x$ ), et enfin lire l’énergie corrigée des pertes correspondant à cette nouvelle position de la particule. La trajectoire du proton étant connue, l’intégration est appliquée de CMOS en CMOS jusqu’à la sortie du convertisseur. En effet, le proton traverse intégralement les CMOS avant d’atteindre le véto et la diode, et donc l’épaisseur de silicium qu’il a traversé est connue au moyen de la trajectographie.

La correction des pertes d’énergie dans le convertisseur est plus complexe car le proton ne le traverse pas intégralement, contrairement aux capteurs CMOS. Il n’y a pas d’autres choix que de faire une hypothèse, en considérant le fait que les protons de recul sont générés en moyenne dans le milieu du convertisseur et d’estimer les pertes d’énergie en supposant que tous les protons sont générés dans le milieu du convertisseur. Cette hypothèse (nommée  $e/2$ ) est une source d’incertitude pour la reconstruction de l’énergie des neutrons, car les protons de recul qui ne sont pas générés exactement au milieu du convertisseur auront une énergie sous-évaluée ou sur-évaluée, ce qui se manifeste donc comme une résolution en énergie qui se dégrade<sup>1</sup>. L’énergie du proton de recul est alors estimée, ainsi que son angle d’émission, il ne reste plus qu’à appliquer la formule 2.2 pour

obtenir l'énergie du neutron.

## 3.8 Sources de bruit de fond

Après avoir reconstruit l'énergie des neutrons, il est indispensable d'appliquer une procédure de réjection des événements de bruit de fond. Le bruit de fond correspond à des événements imitant la signature d'un proton de recul ou encore à des événements mal reconstruits à cause de phénomènes physiques. Afin de mieux comprendre le rôle des coupures de sélection qui suivent la reconstruction de l'énergie des neutrons, il est utile de bien comprendre l'origine des différentes sources de bruit de fond. Ces dernières, dépendantes du flux de neutrons, peuvent être séparées en deux familles : le bruit de fond présent à tout type de flux et le bruit de fond qui apparaît seulement avec un haut flux (supérieur à 1 neutron par mesure).

Dans la suite de ce manuscrit, on emploie indifféremment le terme mesure ou *frame* pour désigner une mesure effectuée par le TPR. Un fichier de données est constitué d'une succession de ces frames. Ces dernières ont un temps de lecture qui correspond à celui des capteurs CMOS, de 300  $\mu$ s lors de la rédaction de ce manuscrit.

### 3.8.1 Sources de bruit de fond indépendantes du flux

Lorsque le détecteur opère dans des conditions de bas flux ( $< 4 \times 10^3 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  soit environ  $< 1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ), les différentes sources de bruit de fond possibles issues de réactions inélastiques sont des protons provenant :

- de l'aluminium de la boîte, avec une réaction type  $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p}+\text{x})$  qui produit un fond continu de basse énergie (figure 3.4a).
- du convertisseur lui même avec les noyaux de carbone.
- du premier CMOS sur un noyau de silicium ; le proton traverse les 3 plans avant d'atteindre le véto/diode.
- du véto ou de la diode, avec un proton émis vers l'arrière du détecteur (figure 3.4b).

Il existe aussi un bruit de fond lié à des événements élastiques issus du convertisseur, mais qui seraient mal reconstruits. Ce sont des traces qui interceptent un des circuits imprimés, ce qui amène à une perte d'énergie supplémentaire non corrigée (figure 3.4c). Il peut aussi s'agir d'événements où le proton de recul s'échappe par les côtés de la diode en ne déposant que partiellement son énergie dans cette dernière.

### 3.8.2 Sources de bruit de fond au-delà de 1 neutron par frame

Lorsque le flux de neutrons devient plus élevé que la fréquence de lecture du TPR ( $> 1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ), cela amène à une augmentation significative du nombre d'événements de bruit de fond. En effet, pour obtenir un événement de type bruit, il faut que les trois plans de FastPixN soient déclenchés ainsi que le véto et/ou la diode. À bas flux il n'y a que très peu de possibilités de générer du bruit de cette façon à partir d'une seule particule. Avec un flux de neutrons plus élevé, il peut y avoir plusieurs interactions de neutrons simultanées qui reproduisent les propriétés d'un événement de type signal, les

---

1. La dépendance de la résolution en énergie à l'hypothèse  $e/2$  et à l'épaisseur de convertisseur est détaillée dans la section 4.4.2.c.

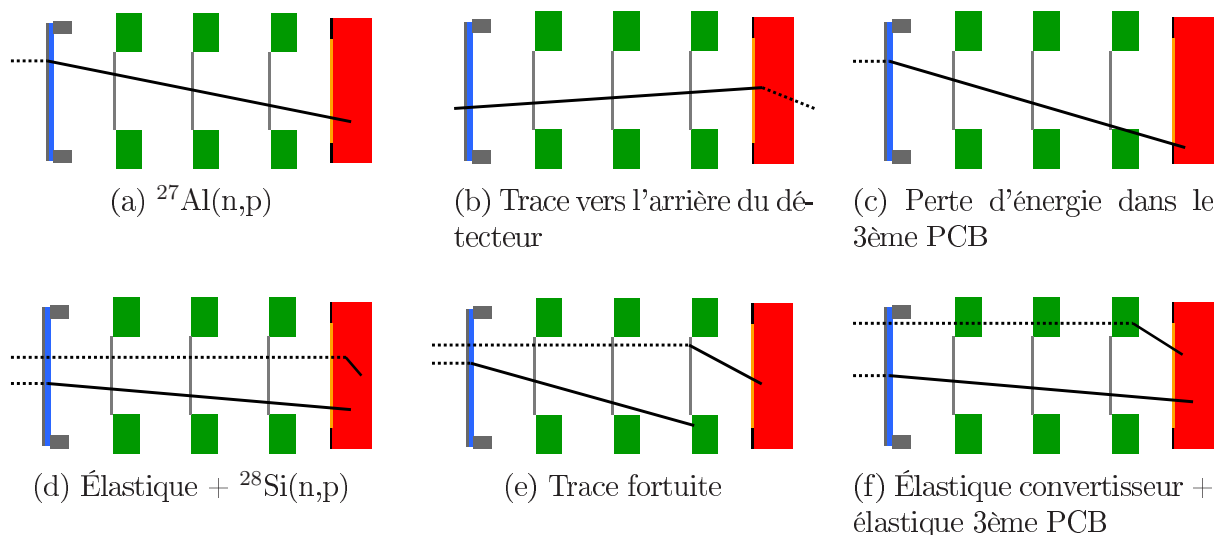


FIGURE 3.4 – Visualisation de différentes sources de bruit de fond avec des schémas à l'échelle d'une vue latérale du TPR. Les pointillés représentent un neutron et les traits pleins une particule chargée (proton ou  $\alpha$ ).

combinaisons possibles de bruit de fond multiples augmentant avec le flux. La possibilité et la fréquence de certaines combinaisons d'évènements de bruit dépendent également de l'énergie des neutrons. La simulation Monte-Carlo (section 2.2.1) permet d'estimer que la principale source de bruit de fond provient des coïncidences fortuites de neutrons dans la diode épaisse (figure 3.4d), simultanément à la détection d'un proton de recul dans les capteurs FastPixN. La dominance du bruit provenant de la diode Si(Li) s'explique naturellement par son épaisseur (3 mm) qui permet davantage de réactions inélastiques avec les neutrons. Ce type d'évènement génère essentiellement un bruit de fond de haute énergie (supérieur à l'énergie du neutron générant le proton de recul), mais il peut aussi être présent aux énergies plus faibles en se combinant à des évènements mal reconstruits par exemple. Les autres combinaisons issues de coïncidences sont plus minoritaires, par exemple :

- des traces fortuites, provenant de plusieurs particules  $\rightarrow$  mauvaise reconstruction de l'angle (figure 3.4e).
- plusieurs protons de recul qui atteignent la diode  $\rightarrow$  mauvaise énergie, plus fréquent avec convertisseur épais.
- une coïncidence entre un proton et un (in)élastique du 3ème PCB  $\rightarrow$  mauvaise énergie (figure 3.4f).

### 3.9 Application des coupures de sélection

La première partie de l'analyse visant à évaluer l'énergie des neutrons est effectuée. Il vient ensuite la seconde partie, dont l'objectif est d'appliquer des coupures de sélection pour rejeter les évènements de bruit de fond. Ces coupures ont été évaluées grâce aux informations disponibles dans la simulation Monte-Carlo.

### 3.9.1 Vêto

La coupure principale est celle du vêto. En effet, le design initial du TPR [25] consiste en trois plans de CMOS pixelisés et une diode épaisse, qui sont les éléments essentiels pour la reconstruction d'un spectre neutron. Toutefois cette architecture n'est pas adaptée pour des mesures avec des flux de neutrons élevés (supérieurs à la fréquence de lecture du TPR). Plus le flux de neutrons augmente, et plus la probabilité d'obtenir des événements de bruit de fond augmente, en particulier dans la diode Si(Li) qui est très épaisse comparée aux CMOS et au convertisseur (facteur 15 d'épaisseur). La diode mesure alors un excédent d'énergie et le neutron sera reconstruit avec une énergie plus élevée.

Pour pallier à ce problème, le TPR actuel a été conçu pour contenir une fine diode de 65  $\mu\text{m}$  d'épaisseur appelée vêto, juste avant la diode épaisse. Elle va permettre d'éliminer ce type d'événements en comparant l'énergie mesurée par la diode (proton + inélastique neutron) à l'énergie déposée dans le vêto (proton seul). L'énergie théoriquement déposée dans le vêto est estimée à partir du dépôt d'énergie dans la diode en intégrant continûment le pouvoir d'arrêt du silicium pour des protons le long de la trajectoire du proton (de la même manière que l'évaluation des pertes d'énergie dans la section 3.7). La coupure du vêto permet d'éliminer les événements qui ne respectent pas le critère suivant :

$$\frac{|E_{veto}^{th} - E_{veto}^{mes}|}{E_{veto}^{mes}} \leq S \quad (3.4)$$

Avec  $S$  un seuil qui a été évalué à 10 % dans l'analyse des simulations Monte-Carlo pour maximiser l'élimination du bruit de fond en rejetant le moins de signal possible. Cette coupure permet plus généralement d'éliminer tous les événements fortuits dans la diode Si(Li), qu'il s'agisse d'une interaction directe de neutrons dans la diode, ou indirecte par l'intermédiaire d'autres particules chargées provenant du convertisseur, des PCB ou de l'aluminium de la boîte.

### 3.9.2 Extrapolation de la trace

Il est possible que les événements simplement constitués d'un proton soient mal reconstruits. En effet, le proton peut traverser une portion des PCB avant d'atteindre la diode Si(Li), s'échapper par les côtés de la diode ou encore être en fait un proton provenant d'une réaction inélastique dans l'aluminium de la boîte. La trace reconstruite pour chaque événement est ainsi extrapolée vers l'avant et l'arrière du télescope pour vérifier que le proton :

- provient bien de la fenêtre d'entrée ( $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ).
- ne traverse pas le dernier PCB.
- atteint bien le fond de la diode, et pas l'un de ses côtés.

L'extrapolation en  $z = z_c$  se fait par calcul direct des coordonnées  $x_c, y_c$  à partir des coordonnées des deux clusters considérés  $(x_a, y_a, z_a)$  et  $(x_b, y_b, z_b)$  de la trace :

$$\begin{cases} x_c = \frac{z_c - z_a}{z_b - z_a}(x_b - x_a) + x_a \\ y_c = \frac{z_c - z_a}{z_b - z_a}(y_b - y_a) + y_a \\ z_c = z_c \end{cases}$$

### 3.9.3 Dépôt d'énergie croissant dans les CMOS

La troisième coupure se base sur le fait que l'énergie déposée par le passage d'un proton dépend de son énergie : une trace provenant du convertisseur n'aura pas la même signature qu'une trace provenant du veto. Dans le premier cas, les dépôts d'énergie successifs mesurés par les trois FastPixN devraient être croissants, tandis qu'il sont décroissants dans le dernier cas de figure. Cela permet de supprimer les événements provenant de protons inélastiques générés dans le veto et émis en direction du convertisseur. En notant  $E_i$  le dépôt d'énergie dans le CMOS  $i$ , les critères pour valider une trace sont donc :

$$\begin{cases} s_b \leq E_2 - E_1 \leq s_h \\ s_b \leq E_3 - E_2 \leq s_h \end{cases}$$

avec  $s_b$  un seuil bas et  $s_h$  un seuil haut déterminés expérimentalement à partir de la caractérisation de la réponse des FastPixN. Ces seuils servent à déterminer la tolérance sur le critère de dépôt croissant en énergie, en tenant compte des fluctuations des dépôts d'énergie et de la réponse des FastPixN. La simulation Monte-Carlo estime à toutes les énergies de protons que la distribution des différences en énergie  $E_3 - E_2$  et  $E_2 - E_1$  sont comprises entre  $-50$  keV et  $50$  keV.

### 3.9.4 $\chi^2$ de la trace

Les valeurs de  $\chi^2$  évaluées au moment de la trajectographie peuvent être utilisées pour définir une coupure supplémentaire. La valeur de coupure du  $\chi^2$  doit être suffisamment tolérante pour tenir compte de la diffusion de Coulomb dans le second plan CMOS et ne pas éliminer ces événements. Et elle ne doit pas être non plus trop basse pour pouvoir éliminer des traces fortuites qui ont un  $\chi^2$  plus élevé. La simulation Monte-Carlo permet d'estimer que la diffusion maximale observée pour des protons de  $5$  MeV induit un  $\chi^2$  maximum de l'ordre de  $100$ . Cela signifie qu'une trace issue d'un proton doit vérifier  $\chi^2 < 100$  à toutes les énergies, sinon il est raisonnable de considérer que la trace soit issue de coïncidences fortuites et de l'éliminer de la suite de l'analyse. Cette coupure s'avère utile pour éliminer des traces fortuites issues de plusieurs particules distinctes.

## 3.10 Conclusion

Le code d'analyse commun aux données expérimentales et simulées s'articule en trois étapes principales : la trajectographie (algorithme de regroupement, alignement et détermination de la meilleure trace), la reconstruction des pertes d'énergies du proton de recul, puis l'application de coupures de sélection. Ces étapes ont pu être optimisées et validées à l'aide de la simulation Monte-Carlo. Cette base est nécessaire pour garantir que les résultats obtenus ne sont pas influencés par d'éventuelles erreurs de reconstruction de l'énergie des neutrons, et elle peut ensuite servir à évaluer les performances du détecteur.

# Chapitre 4

## Performances du Télescope à Protons de Recul

### 4.1 Bruit de fond physique

Le bruit de fond a été défini dans le chapitre précédent comme tout évènement ayant une signature identique à un évènement de type signal : au moins un coup dans chaque capteur CMOS et un dans le véto (pas nécessairement dans la diode Si(Li) car les protons de basses énergies peuvent être stoppés dans le véto). Un évènement est considéré comme signal (S) s'il est issu d'un proton de recul et reconstruit à la bonne énergie avec une marge d'erreur de plus ou moins 20 %. Cette large tolérance de 20 % permet de sélectionner l'intégralité du pic de signal jusque dans les situations où la résolution en énergie du détecteur est la plus mauvaise ce qui évite de tronquer les pics reconstruits. Tous les autres évènements reconstruits sont qualifiés de bruit de fond (B), qu'ils soient en dehors du pic de signal, ou dans le pic mais issus de coïncidences fortuites. Les évènements fortuits qui déposent moins de 1 MeV dans la diode, et qui sont accompagnés par un proton de recul, sont catégorisés comme du signal. Le taux de bruit (SB) est défini comme  $B/(S+B)$ , ce qui permet de normaliser cette quantité. Le taux de signal peut lui aussi être défini par  $S/(S+B)$ .

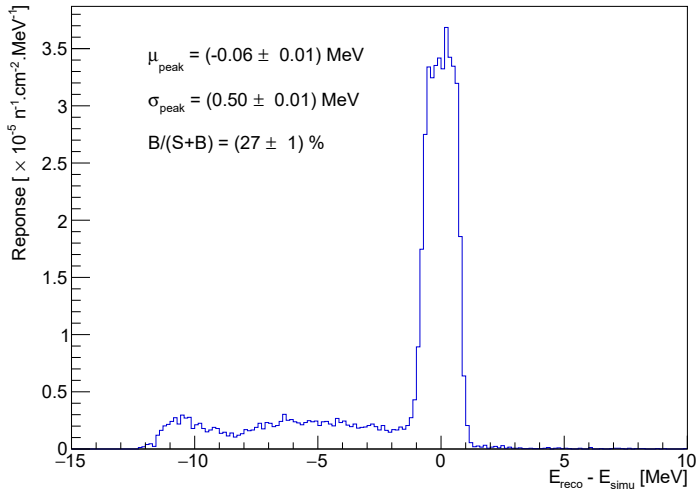
#### 4.1.1 Estimation de la quantité de bruit de fond

La section 3.8 présente les différentes sources de bruit de fond et montre qu'il y a une composante du bruit qui n'est présente que lorsque le flux de neutrons excède  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . Dans cette partie, on cherche ainsi à caractériser le bruit de fond en fonction des différents paramètres expérimentaux ; l'énergie des neutrons, l'épaisseur de convertisseur et surtout le flux de particules.

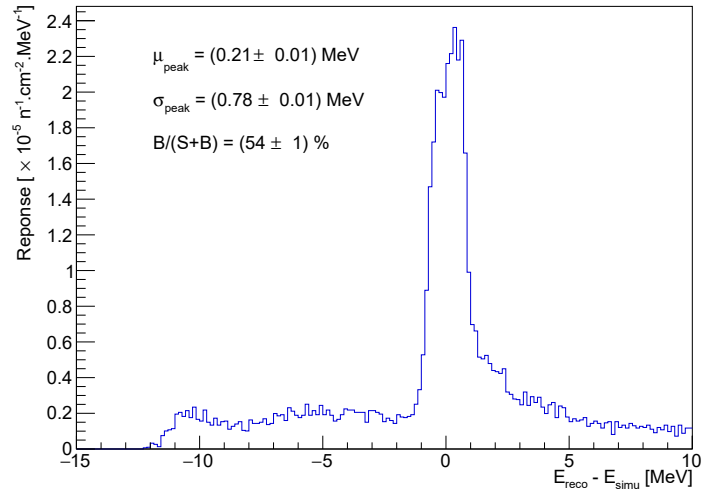
##### 4.1.1.a Bruit indépendant du flux

La figure 4.1a est un spectre mono-énergétique de 18 MeV obtenu avec Geant4 dans des conditions de bas flux ( $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ) et une épaisseur de convertisseur de  $500 \mu\text{m}$ . Les spectres sont normalisés par le nombre total de neutrons incidents, le rapport de la surface sensible ( $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) à la distribution surfacique des neutrons dans la simulation ( $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$ ), et la largeur des classes du spectre. La variable en abscisse correspond à l'énergie reconstruite par analyse dont on retire l'énergie simulée. Un pic est bien recons-





(a)  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$



(b)  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$

FIGURE 4.1 – Reconstruction de neutrons mono-énergétiques simulés (Geant4) à 18 MeV avec un convertisseur de  $500 \mu\text{m}$ .  $E_{reco}$  correspond à l'énergie reconstruite et  $E_{simu}$  à l'énergie simulée.

truit à la bonne énergie (à  $0.1 \text{ MeV}$  près) avec une résolution en énergie de  $2.8 \%$ . On remarque toutefois la présence d'évènements de bruit de fond d'énergies inférieures, qui correspondent à ceux décrit dans la partie 3.8.1. La figure 4.2 récapitule l'évolution du taux de bruit pour deux différentes épaisseurs de convertisseur en fonction de l'énergie des neutrons. Le taux de bruit augmente avec l'énergie des neutrons à toute épaisseur de convertisseur car les particules secondaires générées ont en moyenne de plus en plus d'énergie pour atteindre la diode. De plus la section efficace élastique (n,p) diminue, ce qui réduit la quantité de signal tandis que le bruit augmente. Le taux de bruit augmente plus faiblement avec un convertisseur plus épais ; par exemple avec un convertisseur de  $500 \mu\text{m}$ , le taux de bruit évolue de  $15 \%$  à  $30 \%$  à toutes les énergies, alors qu'avec un convertisseur de  $50 \mu\text{m}$  le taux de bruit atteint plus de  $50 \%$  dès  $8 \text{ MeV}$ , et culmine à  $80 \%$  à  $13 \text{ MeV}$ . L'utilisation d'un convertisseur épais augmente la quantité de signal généré et permet donc de diminuer le taux de bruit. En effet à  $50 \mu\text{m}$ , bien que la section efficace de collision élastique soit plus importante que celle d'évènements inélastiques, il est plus probable de mesurer un évènement mal reconstruit qu'un proton de recul du convertisseur car les matériaux émetteurs de particules secondaires (capteurs CMOS, PCB, aluminium) sont tous ensemble bien plus épais que le convertisseur.

#### 4.1.1.b Bruit à haut flux

La figure 4.1b est obtenue avec la même simulation que la figure 4.1a en considérant un flux plus élevé lors de l'analyse, de  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . Le pic est cette fois-ci légèrement surestimé en énergie, et la résolution en énergie s'est dégradée à  $4.3 \%$ . De fait, il y a bien plus de bruit de fond situé de part et d'autre du pic reconstruit qui amène aussi à un taux de bruit plus mauvais de  $54 \%$  contre  $27 \%$  à bas flux. La réponse du télescope diminue naturellement avec le flux de neutrons croissant, car les évènements reconstruits ont une probabilité de plus en plus importante d'être accompagnés de coïncidences fortuites. La

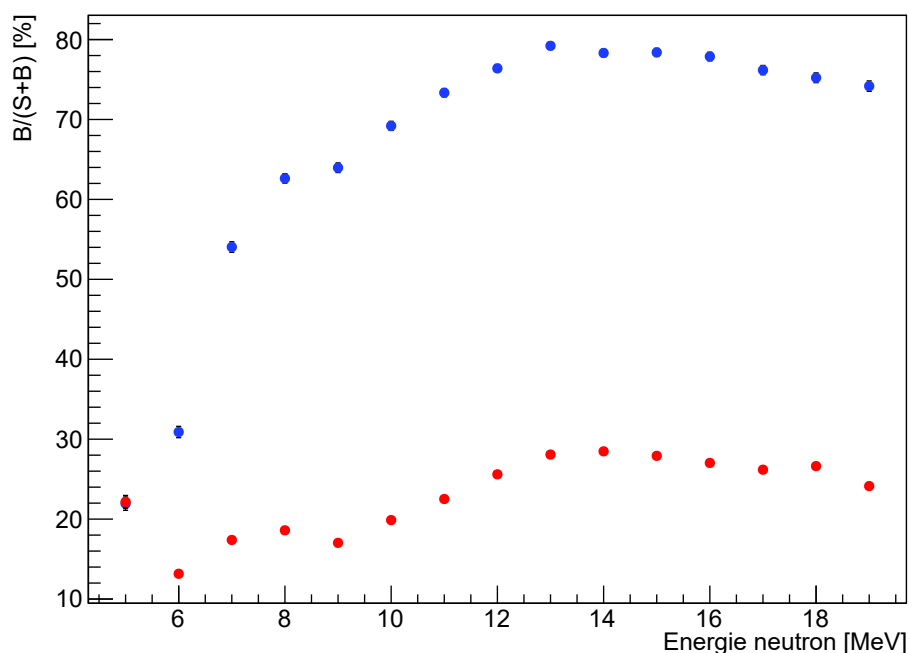


FIGURE 4.2 – Évolution simulée (Geant4) du taux de bruit à  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  en fonction de l'énergie des neutrons, pour deux épaisseurs de convertisseur :  $50 \mu\text{m}$  en bleu et  $500 \mu\text{m}$  en rouge. Les incertitudes sont purement statistiques.

figure 4.3 représente l'évolution du taux de bruit en fonction du flux de neutrons pour un champ mono-énergétique de  $18 \text{ MeV}$  avec un convertisseur de  $500 \mu\text{m}$ . On peut y voir que le taux de bruit augmente progressivement avec le flux de particules, de  $27 \%$  à  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ , de  $59 \%$  à  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  et jusqu'à plus de  $80 \%$  au-delà de  $200 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . La possibilité d'effectuer des mesures avec des plus grandes valeurs de flux va donc dépendre principalement de la capacité du télescope à éliminer les événements de bruit de fond qui deviennent de plus en plus fréquents à mesure que le flux de particules augmente. Il sera important d'éliminer autant que possible le bruit de fond pour mesurer un spectre neutrons avec un tel flux. En effet, un flux élevé de neutrons amène à un fort taux de coïncidences fortuites dans la diode Si(Li) (section 3.8.2).

#### 4.1.1.c Temps de mesure et taux de bruit

Au regard des applications visés par le TPR auprès de lignes neutroniques, en hadronthérapie ou encore dans l'industrie, il est important d'évaluer le temps d'acquisition nécessaire à l'obtention de la statistique de mesure souhaitée. Par exemple en hadronthérapie, le flux de neutrons peut monter jusqu'à  $10^7 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , mais pendant seulement quelques dizaines de secondes pour le traitement d'un patient. Auprès de l'accélérateur AMANDE de l'IRSN, le flux de neutrons est de  $10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  mais il est possible de laisser le TPR effectuer des acquisitions sur toute une journée. Un calcul à partir du temps d'acquisition d'une frame par le TPR permet d'estimer des ordres de grandeur sur le flux de neutrons optimal. Dans sa version finale, les FastPixN du TPR auront un temps de lecture de l'ordre de  $12 \mu\text{s}$  soit une fréquence d'acquisition de  $83 \text{ kHz}$ . En se plaçant dans le cas idéal où il n'y a qu'un seul neutron par frame lue ( $8.3 \times 10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ),

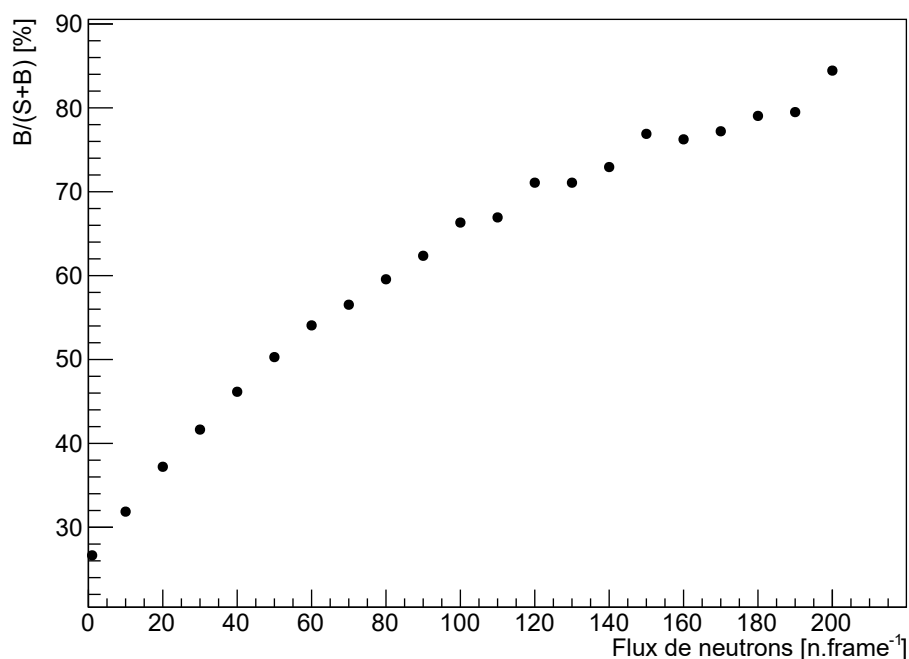


FIGURE 4.3 – Évolution simulée (Geant4) du taux de bruit à 18 MeV avec un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$  en fonction du flux de neutrons exprimé en neutrons par frame.

et donc une probabilité de coïncidences nulle, et en considérant une efficacité moyenne de  $10^{-5}$ , le TPR permet un taux de comptage de l'ordre de  $50 \text{ n} \cdot \text{min}^{-1}$ . Toutefois, pendant le développement du TPR et dans le cadre de cette thèse, le temps de lecture des capteurs CMOS était de 300  $\mu\text{s}$ , ce qui dans les mêmes conditions optimales amène à un flux maximum de neutrons de  $3.3 \times 10^3 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , ou encore un taux de comptage de  $2 \text{ n} \cdot \text{min}^{-1}$ . Le premier cas de figure à 12  $\mu\text{s}$  est satisfaisant, et il est même possible d'aller au-delà de ce flux sans trop dégrader le rapport SB. Dans le second cas, le taux de comptage est faible et nécessite de fonctionner à plus haut flux. Cela oblige à travailler avec un minimum de bruit de fond pour obtenir un spectre en un temps raisonnable de quelques heures tout au plus, et d'éliminer ce bruit lors de l'analyse.

### 4.1.2 Élimination par les critères de sélection

Comme indiqué dans la section 3.8.2, la source principale de bruit de fond provient des coïncidences fortuites de neutrons dans la diode, et le véto est primordial pour éliminer ces évènements. Afin de présenter l'efficacité des coupures de sélection, on ne s'intéresse ici qu'à l'élimination du bruit de fond obtenu avec un flux de  $2 \times 10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  (soit en moyenne 60 neutrons qui traversent le détecteur à chaque acquisition). Cette valeur du flux de neutrons a été choisie car il s'agit du flux typique auquel sera confronté le TPR pour accumuler des données. On différenciera dans cette partie le taux de bruit avant (SB) et après (SBC) application des coupures de sélection. La pureté (P) des pics mono-énergétiques reconstruits est définie comme la proportion de signal pur contenue dans le pic de signal, et l'efficacité (E) d'une coupure de sélection correspond au nombre d'évènements de bruit de fond éliminés sur le nombre total d'évènements de bruit de fond. On définit également le taux d'erreur (ERR) comme le nombre de bon évènements élimi-

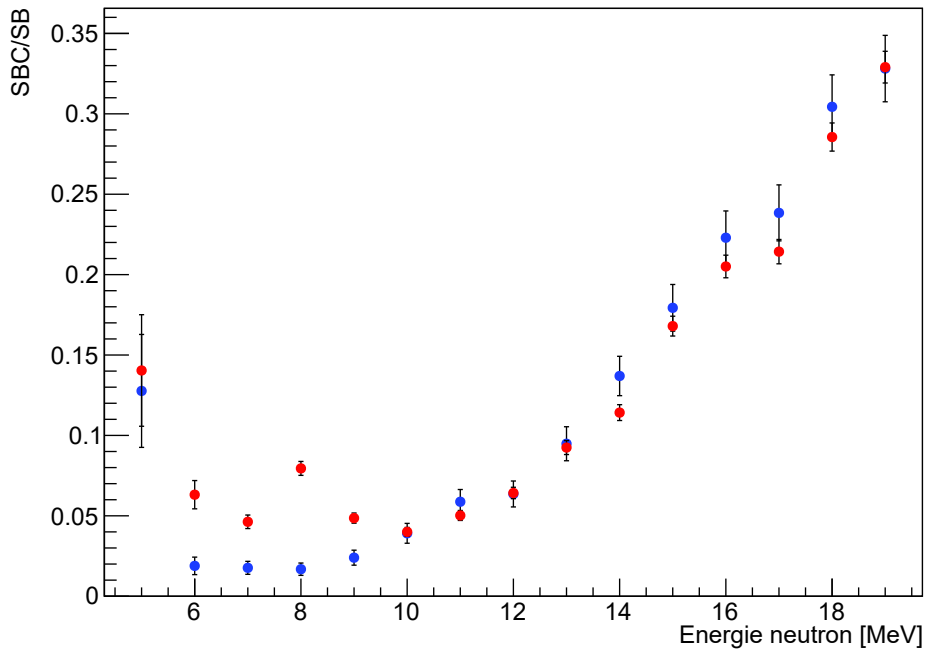


FIGURE 4.4 – Évolution simulée (Geant4) du rapport SBC/SB en fonction de l'énergie des neutrons pour un convertisseur de 50  $\mu\text{m}$  (bleu) et de 500  $\mu\text{m}$  (rouge), à  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

nés par ces coupures sur le nombre total de bons évènements. Les coupures de sélection appliquées sont celles présentées dans la partie 3.9.

Afin d'évaluer l'intérêt des coupures, l'estimateur à considérer est le gain sur le rapport SB : SBC/SB doit être inférieur à 1 s'il y a bien un bénéfice à appliquer les coupures et il sera supérieur à 1 s'il y a eu davantage de signal d'éliminé que de bruit de fond. Plus cette valeur est faible et meilleure est la coupure. Le graphique 4.4 représente l'évolution du rapport SBC/SB en fonction de l'énergie des neutrons en appliquant toutes les coupures de sélection pour deux épaisseurs de convertisseur : un convertisseur de 50  $\mu\text{m}$  et un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$ , le tout à un flux de  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . Les coupures sont particulièrement efficaces de 5 à 14 MeV, ce qui s'explique principalement par le pouvoir d'arrêt des matériaux qui est maximal à cette énergie et qui octroie la meilleure discrimination possible au véto pour séparer les évènements simples des évènements fortuits dans la diode. Au-delà de cette énergie, l'élimination du bruit devient moins efficace avec cependant un gain sur le taux de bruit qui est d'au moins un facteur 3.

Un autre moyen de s'assurer de l'efficacité des coupures consiste à comparer les spectres avant et après application des coupures de sélection. La figure 4.5 compare un spectre reconstruit par simulation Monte-Carlo sans et avec application des coupures de sélection. Il s'agit du même spectre que la figure 4.1b. On peut voir l'amélioration du rapport SB (de 54 % à 15 %) et l'élimination de la majorité du bruit de fond localisé autour du pic. La résolution en énergie est aussi améliorée de 4,3 % à 3,3 %, par l'élimination d'une partie des composantes haute et basse énergie du bruit de fond. Il subsiste néanmoins une petite quantité de bruit de fond, en particulier de haute énergie, expliquée par la limite sur l'efficacité de la coupure du véto car les résolutions en énergie de la diode et du véto ne permettent plus de distinguer le signal du bruit de fond. La pureté des pics reconstruits (figure 4.6a) est d'environ 45 % avant application des coupures de sélection,

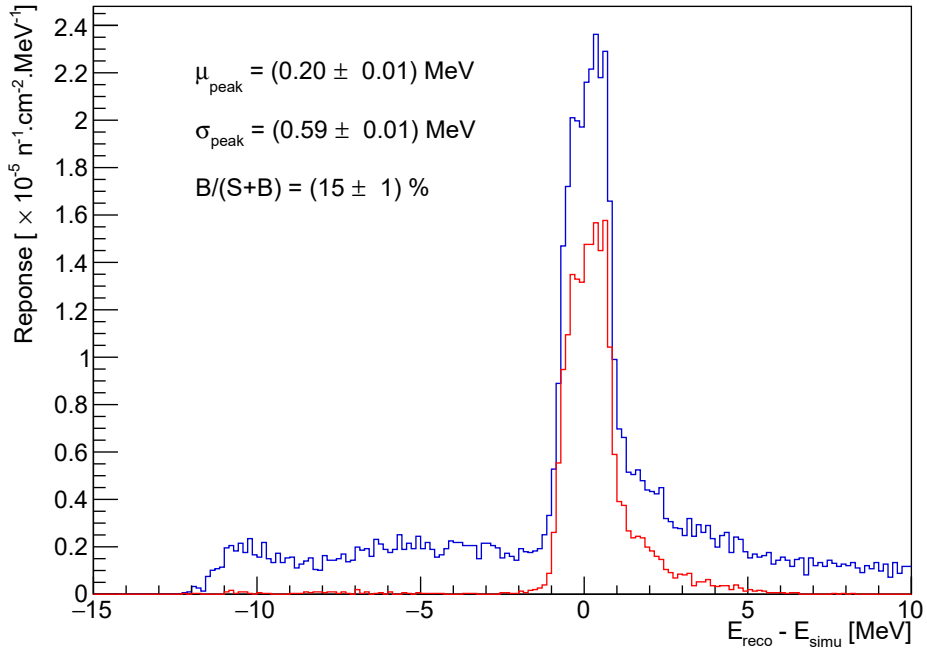


FIGURE 4.5 – Reconstruction de neutrons de 18 MeV par simulation (Geant4) avec un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$  pour un flux de  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  sans coupures (bleu) et avec application des coupures de sélection (rouge). Les statistiques présentées sont celles du pic avec application des coupures.

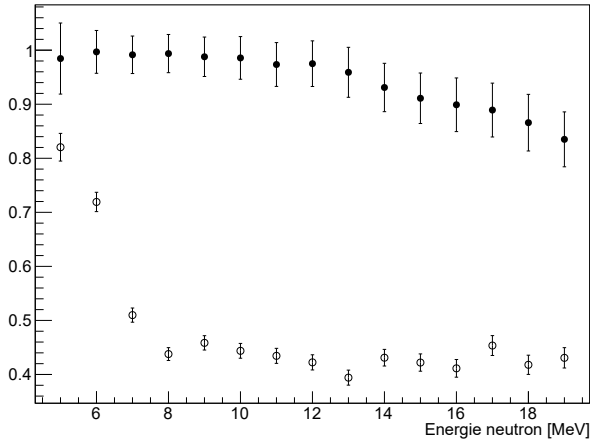
et de 97 % (5 MeV) en diminuant jusqu'à 85 % (20 MeV) après application des coupures. Le taux d'erreur (figure 4.6b) est maximal à 5 MeV, puis s'améliore jusque 30 % avec l'énergie des neutrons. L'efficacité d'élimination du bruit de fond est maximale (98 %) et compense le taux d'erreur, ce qui se retrouve dans la figure 4.4 avec une amélioration systématique du taux de bruit une fois les coupures appliquées.

### 4.1.3 Conclusion

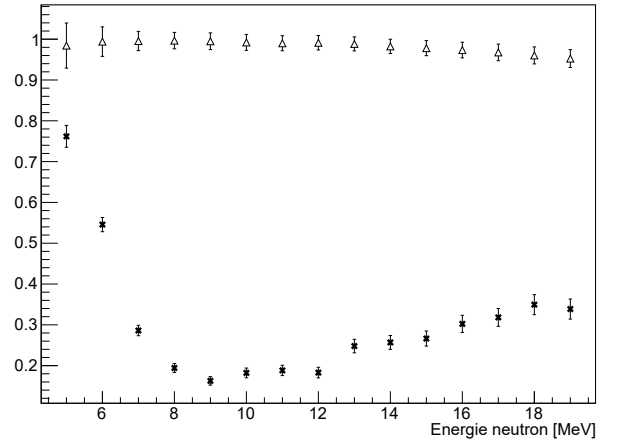
Dans l'objectif d'obtenir un spectre neutron avec une statistique suffisante en un temps de quelques heures au plus, il est nécessaire d'effectuer des mesures avec un flux de neutrons relativement élevé. Avec un flux de  $2 \times 10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  correspondant à  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ , un taux de comptage de 100 neutrons par minute peut être obtenu. Ces conditions de flux amènent inévitablement à une génération de bruit de fond plus importante (figure 4.3). Il est néanmoins possible d'éliminer la plupart du bruit de fond et de conserver des événements majoritairement reconstruits à la bonne énergie par application de coupures de sélection. En outre plus un convertisseur est épais, et plus le signal mesuré domine le bruit de fond.

## 4.2 Efficacité

L'efficacité d'un détecteur à neutrons dépend essentiellement de son mode de détection et de son volume sensible. Dans le cadre du TPR, la méthode par protons de recul repose



(a) Pureté avant (○) et après (●) coupure.



(b) Taux d'erreur (×) et efficacité (△) des coupures.

FIGURE 4.6 – Pureté du pic, taux d'erreur et efficacité des coupures simulés (Geant4) en fonction de l'énergie des neutrons avec un convertisseur de  $50 \mu\text{m}$ , à  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

sur une section efficace  ${}^1\text{H}(n,p)$  de l'ordre du barn de 4 à 30 MeV. Malheureusement à ces énergies, il n'est pas possible d'utiliser une épaisseur de convertisseur importante, ce dernier étant de l'ordre de quelques centaines de micromètres tout au plus. En effet, les protons doivent avoir suffisamment d'énergie pour traverser les plans de CMOS et atteindre la diode, et cela n'est par exemple plus possible au-delà de  $50 \mu\text{m}$  de convertisseur pour des neutrons de 5 MeV. Cela amène obligatoirement à une efficacité de détection relativement basse, comparée à d'autres systèmes de détection neutrons (section 1.2), de l'ordre de  $10^{-5}$  pour des convertisseurs de  $50$  à  $500 \mu\text{m}$  sur toute la gamme en énergie du TPR (4 à 20 MeV). Ici l'efficacité est définie comme le nombre de neutrons reconstruits dans le pic de signal divisé par le nombre total de neutrons incidents sur la fenêtre d'entrée du télescope. Cette quantité est évaluée par simulations Monte-Carlo uniquement, et elle permet d'avoir un ordre de grandeur de l'efficacité réelle du TPR, ainsi que de son évolution en fonction de l'épaisseur du convertisseur et de l'énergie des neutrons. L'évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie est représentée sur la figure 4.7 pour différentes épaisseurs de convertisseur. On peut voir que l'efficacité de détection décroît avec l'énergie des neutrons, à cause de la dépendance en énergie de la section efficace  ${}^1\text{H}(n,p)$ . Néanmoins une augmentation de l'efficacité aux basses énergies est visible, et cette hausse se prolonge aux hautes énergies d'autant plus que l'épaisseur de convertisseur est importante. Cela provient du fait que l'épaisseur de convertisseur est supérieure à un maximum utilisable, noté  $e_{max}$ , pour les énergies concernées. Cette hausse de l'efficacité est donc expliquée par le volume utile du convertisseur qui augmente avec l'énergie des neutrons (les protons de recul peuvent traverser une épaisseur plus importante de matière avant d'atteindre la diode), et qui compense la diminution de la section efficace de réaction élastique au point d'améliorer l'efficacité du TPR. Cette épaisseur maximale a été estimée par la simulation Monte-Carlo en fonction de l'énergie des neutrons par une droite pour les épaisseurs de convertisseur de  $10$  à  $500 \mu\text{m}$  :

$$e_{max} = 132 \cdot E_n - 608 \quad (4.1)$$

avec  $E_n$  l'énergie des neutrons en MeV, et  $e_{max}$  exprimé en  $\mu\text{m}$ . Par exemple, pour des mesures de neutrons de 5 MeV, il n'est pas utile d'avoir un convertisseur plus épais que

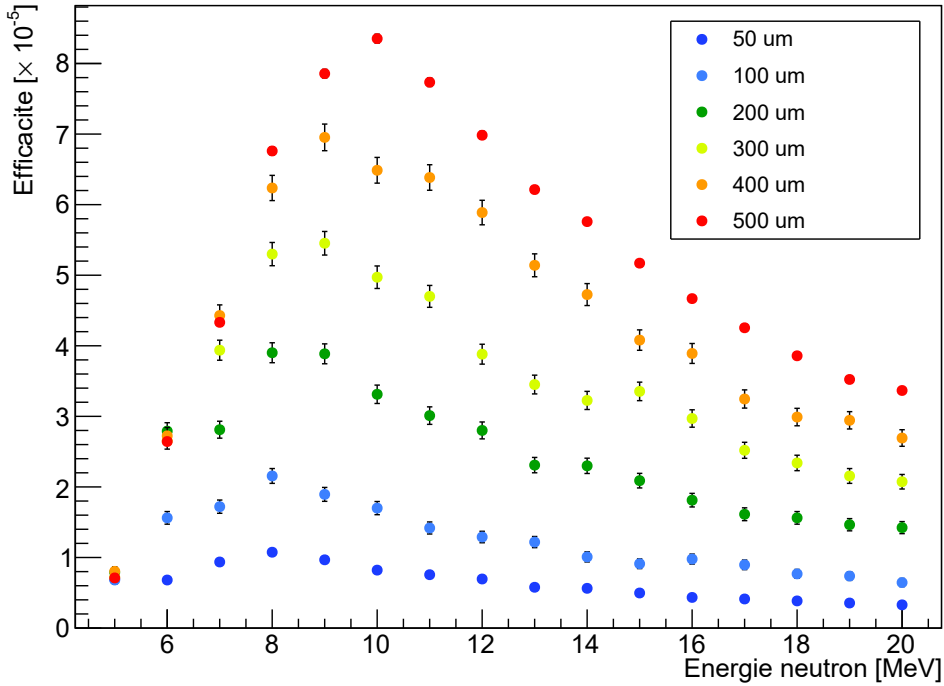


FIGURE 4.7 – Efficacité simulée (Geant4) du TPR à  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  évaluée en ne sélectionnant que les évènements reconstruits à l'énergie simulée à 20 % près, pour différentes épaisseurs de convertisseur.

52  $\mu\text{m}$ . De même un convertisseur de 400  $\mu\text{m}$  permet de maximiser l'efficacité jusqu'à 7.6 MeV (à partir de cette énergie, l'intégralité du convertisseur de 400  $\mu\text{m}$  devient utile). On retrouve par ailleurs le seuil bas de détection en énergie du TPR avec cette formule, estimé à 4.6 MeV. L'écart relatif entre les différentes courbes de la figure 4.7 est donc constant, et correspond au rapport des épaisseurs de convertisseur dès lors que  $e < e_{max}$  (un convertisseur deux fois plus épais permet d'obtenir une efficacité deux fois plus importante). Il est alors tentant de vouloir utiliser un convertisseur épais de manière systématique pour atteindre le maximum d'efficacité sur toute la gamme d'énergie du TPR. Ce choix amène toutefois à une incertitude de plus en plus grande sur la reconstruction de l'énergie des neutrons à mesure que l'épaisseur de convertisseur augmente<sup>1</sup>. Pour cette raison, il est préférable d'utiliser un convertisseur très fin ( $< 50 \mu\text{m}$ ) lorsque l'on cherche à mesurer des faibles énergies (5 MeV) et/ou que le flux de neutrons est suffisamment élevé pour garantir un taux de comptage raisonnable (quelques minutes à quelques heures). Toutefois l'efficacité du détecteur est aussi dépendante du flux de particules : le taux de bruit (section 4.1.1.b) est dépendant du flux de particules au-delà de  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ , ce qui amène à un poids du bruit de fond de plus en plus important par rapport au signal. Ces évènements parasites sont éliminés pour la plupart avec les coupures de sélection, mais le taux de signal est amoindri et l'efficacité est réduite comme le montre la figure 4.8. En effet, plus il y a de particules qui traversent le télescope à protons de recul au cours d'une acquisition, et plus le risque d'obtenir un évènement de bruit de fond plutôt que

1. L'impact de l'épaisseur de convertisseur sur la résolution en énergie est détaillée dans la section 4.4.2.c.

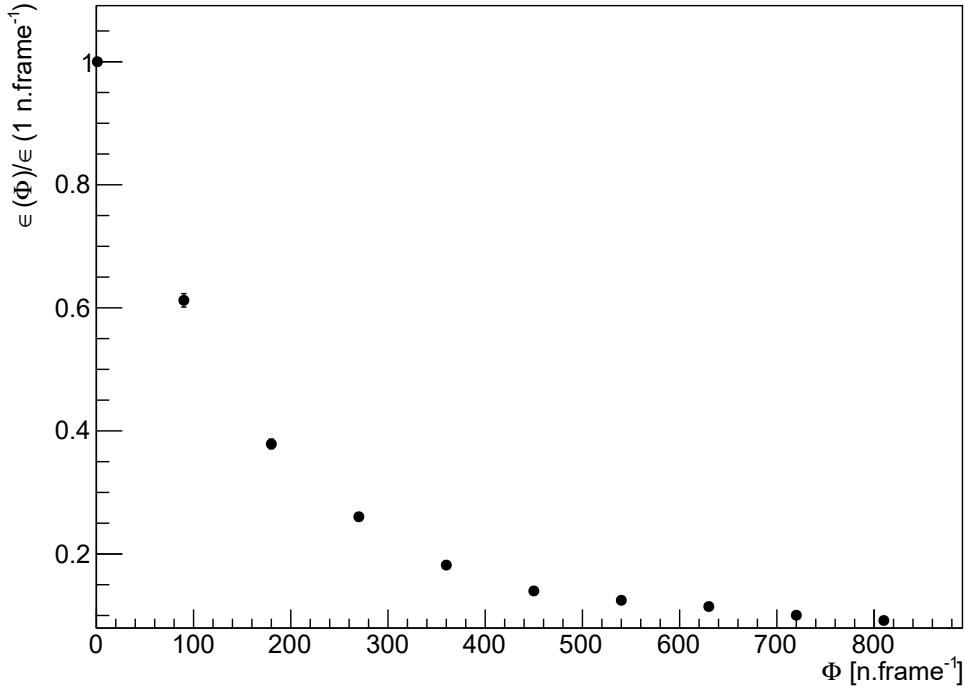


FIGURE 4.8 – Évolution simulée (Geant4) de l’efficacité à 18 MeV avec un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$  en fonction du flux de particules. Les valeurs sont normalisées par l’efficacité à  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$

du signal devient élevé et l’efficacité diminue. L’estimation du temps de mesure doit donc non seulement tenir compte du flux de particules mais aussi de l’efficacité du détecteur, elle-même fonction du flux. En admettant que l’efficacité de détection ( $\epsilon$ ) varie de manière similaire en fonction du flux ( $\Phi$ ) quelque soit l’énergie des neutrons ( $E_n$ ) et de l’épaisseur de convertisseur ( $e$ ), le taux de comptage après application des coupures de sélection ( $\eta$ ) est alors estimé par la relation suivante :

$$\eta(E_n, e, \Phi) = \epsilon(E_n, e, \Phi_0) \cdot \Phi \cdot e^{-\alpha \cdot \Phi} \quad (4.2)$$

avec  $\Phi_0 = 1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . Le paramètre  $\alpha$  a été évalué de 0.006 à 0.008 frame de 20 à 5 MeV respectivement avec un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$  et de 0.005 à 0.007 frame de 20 à 5 MeV respectivement avec un convertisseur de 50  $\mu\text{m}$ . La relation 4.2 montre que le taux de comptage dépend naturellement de l’efficacité de détection intrinsèque du détecteur, fonction de l’épaisseur de convertisseur et de l’énergie des neutrons. Toutefois il y a une compétition du flux avec lui même, qui tend à augmenter le taux de comptage d’une part et à diminuer l’efficacité d’autre part (figure 4.8). La figure 4.9 représente l’efficacité de détection estimée à  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . Comparée à la figure 4.7, elle montre la diminution d’efficacité généralisée à toutes les énergies et épaisseurs de convertisseur.  $\eta$  croît alors linéairement avec le flux de neutrons dans un premier temps, correspondant au cas d’une efficacité presque constante, avant que la décroissance exponentielle liée à l’augmentation de la quantité de bruit de fond et la diminution de l’efficacité ne prennent progressivement le dessus. Dans la configuration actuelle du TPR ( $300 \mu\text{s} \cdot \text{frame}^{-1}$ ), la relation admet ainsi un maximum à  $\Phi_c = \alpha^{-1} = 5.6 \times 10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  ( $167 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ), traduisant le



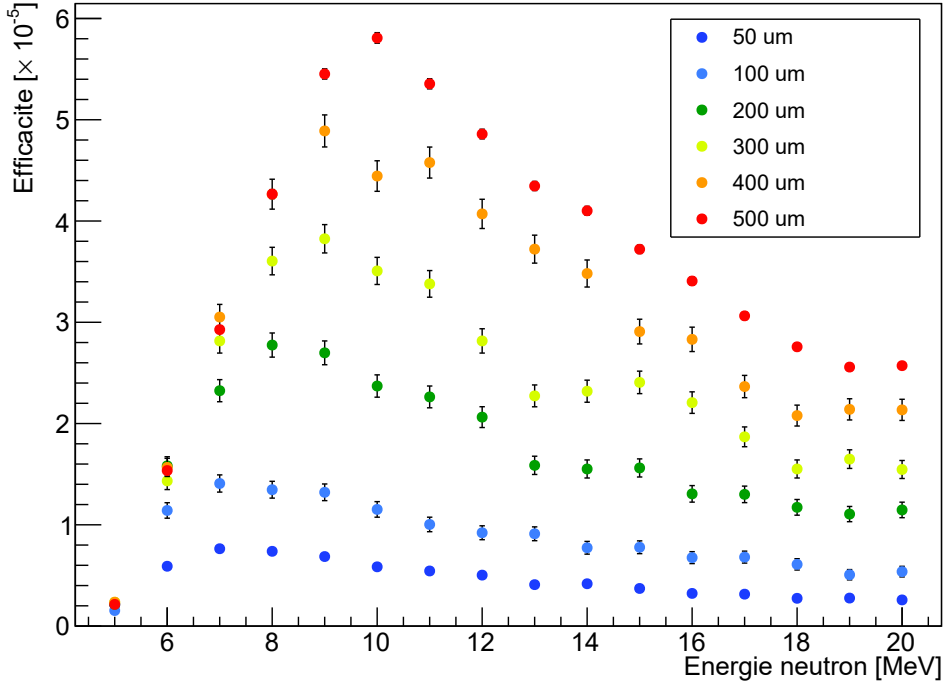


FIGURE 4.9 – Efficacité simulée (Geant4) du TPR à  $60 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  évaluée en ne sélectionnant que les évènements reconstruits à l'énergie simulée à 20 % près, pour différentes épaisseurs de convertisseur.

flux permettant de maximiser autant que possible le taux de comptage du télescope à toute les énergies de neutrons. Il est donc inutile et contre-productif d'augmenter le flux de neutrons au-delà de cette valeur critique puisque le taux de comptage se mettrait à diminuer. Il est alors possible d'évaluer le flux de neutrons à partir du taux de comptage mesuré (relation 4.2) en utilisant la fonction  $W$  de Lambert [36] :

$$\Phi = -\frac{1}{\alpha} \cdot W \left( -\frac{\alpha \cdot \eta(E_n, e, \Phi)}{\epsilon(E_n, e, \Phi_0)} \right) \quad (4.3)$$

Il y a deux solutions possibles à la relation 4.2, avant ( $W_0$ ) ou après ( $W_{-1}$ ) le flux critique  $\Phi_c$ , et il est nécessaire d'avoir un à priori sur le flux de neutrons pour pouvoir choisir la bonne solution.

En considérant le temps d'acquisition actuel de  $300 \mu\text{s} \cdot \text{frame}^{-1}$ , les taux de comptage pour quelques valeurs d'énergies et d'épaisseurs de convertisseur sont récapitulées dans la table 4.1. Dans le cas le moins favorable de neutrons à 18 MeV avec un convertisseur de  $50 \mu\text{m}$  (efficacité la plus faible), il est toujours envisageable d'avoir un très bon taux de comptage permettant d'obtenir un spectre en quelques minutes seulement, sous réserve qu'il soit possible d'obtenir le flux désiré auprès de l'accélérateur, ce qui est très dépendant du cadre expérimental.

$E_n$ [MeV]	$e$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Phi$ [ $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ]	$\Phi$ [ $\text{n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ]	$\eta$ [ $\text{n} \cdot \text{min}^{-1}$ ]
5	50	$3.3 \times 10^3$	1	1.6
5	50	$5.7 \times 10^5$	170	98.1
18	50	$3.3 \times 10^3$	1	0.7
18	50	$5.7 \times 10^5$	170	42.9
18	500	$3.3 \times 10^3$	1	7.2
18	500	$5.7 \times 10^5$	170	441.4

TABLE 4.1 – Taux de comptage évalué en neutrons par minute pour différentes énergies, épaisseurs de convertisseur et flux de particules en considérant une vitesse de lecture du TPR de  $300 \mu\text{s} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

## 4.3 Calibration des diodes

### 4.3.1 Diode Si(Li)

La base de la reconstruction en énergie des neutrons est la mesure de l'énergie des protons de recul effectuée par une diode. Si la calibration de la diode est faussée, alors il y aura une erreur systématique sur toutes les mesures. Habituellement, ce genre de diode est calibrée au moyen de sources alpha. Dans le cas du TPR, les énergies mesurées s'étendent de 1 MeV à 30 MeV et une extrapolation de la calibration de la diode à partir de points mesurés seulement à basses énergies (moins de 5 MeV) s'avère incertaine. Il est ainsi nécessaire d'effectuer la calibration de la diode sur toute cette gamme d'énergie. Une source radioactive (comme une source alpha) n'est donc pas suffisante, et il faut avoir recours à des accélérateurs qui fournissent un faisceau d'énergie calibrée. De telles mesures ont été effectuées auprès de l'accélérateur de protons Cyrcé de l'IPHC mais aussi auprès de l'accélérateur de neutrons AMANDE de l'IRSN.

#### 4.3.1.a En champ de protons à Cyrcé

La plateforme Cyrcé (IPHC, Strasbourg) fournit un faisceau de protons d'énergie nominale variant de 16 MeV à 25 MeV au moyen d'un cyclotron (TR24). Des énergies plus basses sont obtenues en positionnant en fin de la ligne du faisceau des films d'épaisseurs variables d'aluminium au moyen d'une roue motorisée, permettant d'obtenir jusqu'à 20 énergies différentes pour une même énergie nominale du faisceau de protons. Le défaut de cette méthode est l'introduction d'un étalement en énergie du faisceau, d'autant plus important que l'énergie souhaitée est basse. La figure 4.10 présente un exemple de calibration effectuée auprès de l'accélérateur Cyrcé. La linéarité entre l'énergie déposée par les protons (calculée par simulation Monte-Carlo) et la charge mesurée est excellente. Toutefois, une unique calibration n'est pas suffisante : la relation entre la charge déposée et la charge mesurée peut varier avec la température et les dégâts liés aux radiations dans la durée. Le TPR possède des capteurs qui permettent un suivi de l'évolution de la température. Une calibration de la diode en fonction de la charge déposée et de la température (C,T) est donc recommandée pour conserver une précision maximale sur les mesures d'énergies. En outre, il est utile de réévaluer la calibration de la diode périodiquement afin de s'assurer que sa réponse (C,T) reste la même malgré l'exposition à des rayonnements.

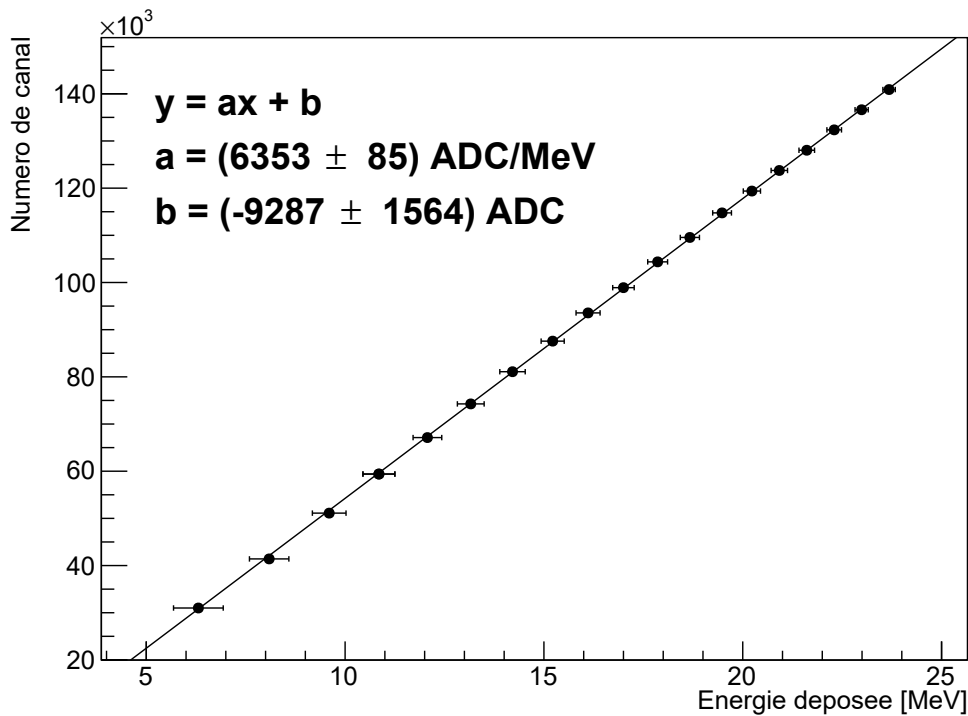


FIGURE 4.10 – Calibration de la diode en champ de protons effectuée auprès de la plateforme Cyréc. Les barres d’erreurs en ADC sont présentes mais elles sont très faibles et non visibles.

#### 4.3.1.b En champ de neutrons à AMANDE

L’accès régulier à un cyclotron pour la calibration des diodes étant assez complexe à mettre en place, les expériences menées à l’accélérateur AMANDE de l’IRSN nous ont permis de tester une alternative de calibration pratique et efficace pour une utilisation régulière du TPR auprès de cette installation ou de tout autre accélérateur délivrant des champs de neutrons mono-énergétiques. La figure 4.11 représente un spectre brut mesuré par la diode dans un champ de neutrons de 7.17 MeV produit par AMANDE. Nous pouvons noter la présence évidente de pics provenant de réactions inélastiques des neutrons dans la diode. La diode fait en effet 3 mm d’épaisseur ce qui induit une fréquence élevée d’interactions directes des neutrons avec les isotopes 28 et 29 du silicium. Les réactions correspondantes sont bien connues (figure 4.12) et permettent de calibrer la diode en connaissant l’énergie du faisceau mono-énergétique de neutrons. En effet, les réactions inélastiques impliquées dans ces pics sont toutes du type  $^A\text{Si}(n,p)$  ou  $^A\text{Si}(n,\alpha)$ , avec  $A=28$  ou  $A=29$ . Ces réactions endothermiques ont une chaleur de réaction bien définie et l’énergie résiduelle est répartie sous forme d’énergie d’excitation des noyaux et d’énergie cinétique. La chaleur de réaction est quantifiée tout comme les énergies d’excitation, ce qui signifie que la somme des énergies cinétiques des particules filles est elle aussi quantifiée, et amène à reconstruire des pics de signal qui sont caractéristiques d’une des réactions nucléaires de la table 4.2. Cette dernière donne l’énergie convertie en énergie d’excitation et chaleur de réaction, ce qui permet de déduire l’énergie maximum déposée dans la diode pour une énergie donnée des neutrons. Pour obtenir l’énergie maximum déposée dans la diode avec l’une de ces réactions, il suffit de soustraire l’énergie dépensée

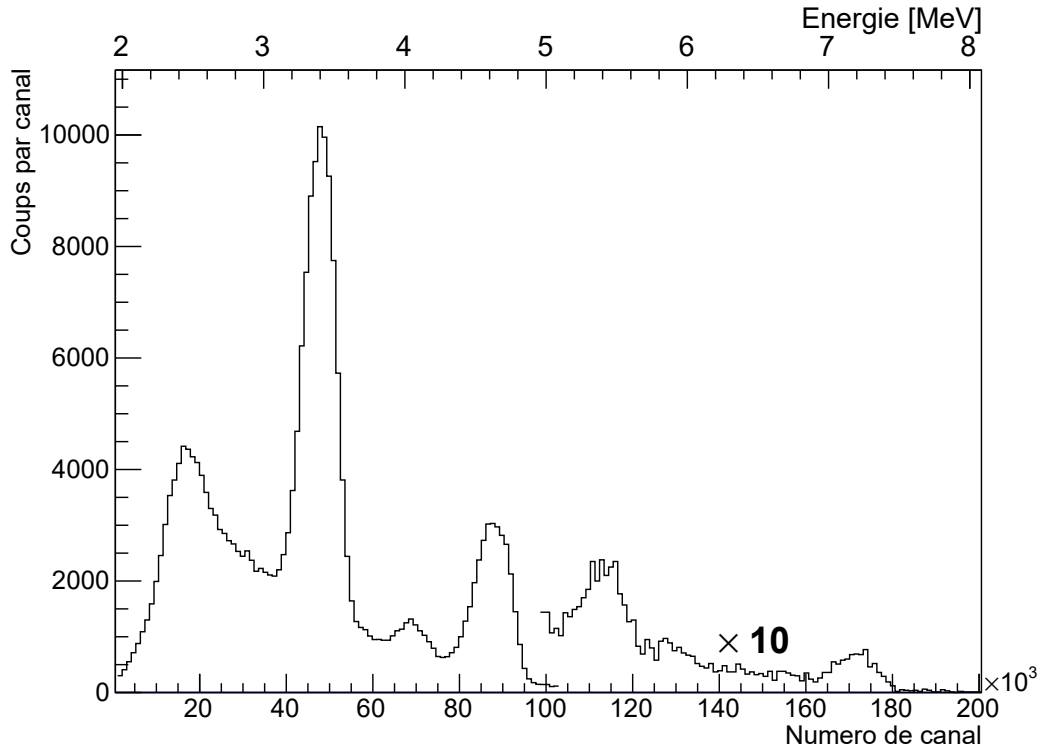


FIGURE 4.11 – Spectre brut mesuré par la diode dans un champ de neutrons de 7.17 MeV (AMANDE).

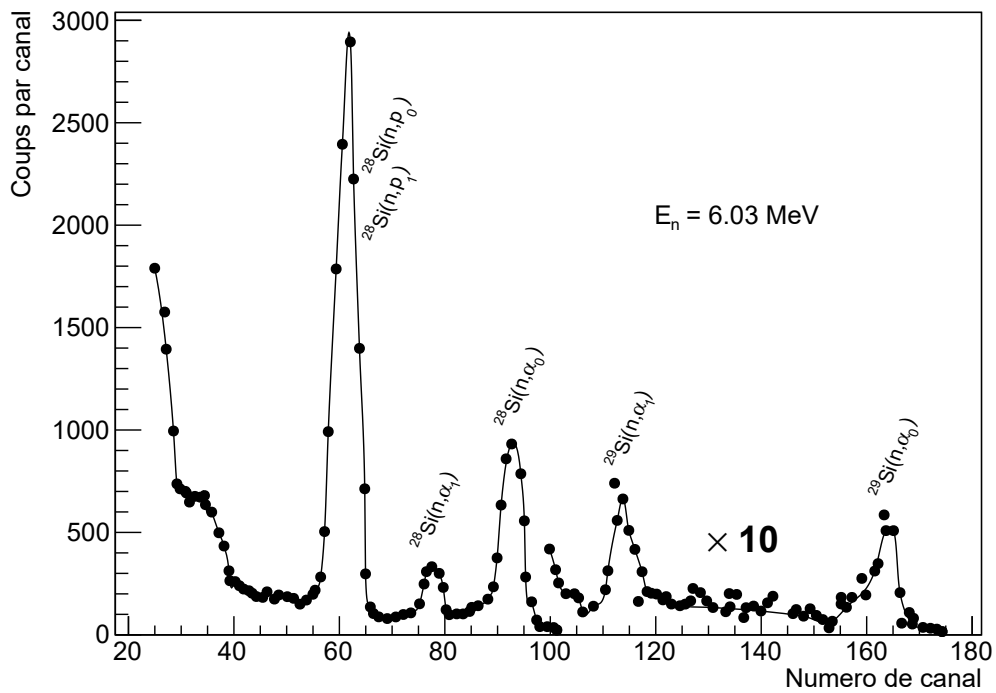


FIGURE 4.12 – Spectre brut d'une diode silicium obtenu avec un champ de neutrons mono-énergétiques de 6.03 MeV reproduit depuis [37]. Les indices associés aux particules indiquent le niveau d'énergie final du noyau fils.

Réaction	Chaleur de réaction [MeV]	Niveau d'énergie [MeV]	Énergie dépensée [MeV]	Seuil de réaction [MeV]
$^{29}\text{Si}(n,\alpha_0)$	-0.034	0	0.034	0.035
$^{29}\text{Si}(n,\alpha_1)$	-0.034	1.808	1.842	1.906
$^{28}\text{Si}(n,\alpha_0)$	-2.653	0	2.653	2.749
$^{29}\text{Si}(n,p_0)$	-2.905	0	2.905	3.006
$^{29}\text{Si}(n,\alpha_2)$	-0.034	2.938	2.972	3.074
$^{28}\text{Si}(n,\alpha_1)$	-2.653	0.585	3.238	3.355
$^{28}\text{Si}(n,\alpha_2)$	-2.653	0.975	3.628	3.759
$^{28}\text{Si}(n,p_0)$	-3.860	0	3.860	3.999
$^{28}\text{Si}(n,p_1)$	-3.860	0.031	3.891	4.031
$^{29}\text{Si}(n,p_1)$	-2.905	1.398	4.303	4.453
$^{29}\text{Si}(n,p_2)$	-2.905	1.754	4.659	4.821
$^{28}\text{Si}(n,p_2)$	-3.860	0.972	4.832	5.006

TABLE 4.2 – Liste non exhaustive des réactions nucléaires ayant lieu dans la diode Si(Li) avec leurs caractéristiques respectives, classées par coût en énergie croissant. L'énergie dépensée correspond à la perte d'énergie cinétique du système sous forme de chaleur de réaction et d'énergie d'excitation des noyaux fils. Le seuil de réaction correspond à l'énergie minimale du neutron pour que la réaction puisse se produire (conservation de l'impulsion). Les indices associés aux particules indiquent le niveau d'énergie final du noyau fils.

à l'énergie du neutron incident (qui correspond à l'énergie cinétique du système dans l'état final). La diode a ainsi été calibrée de cette façon, et la courbe de calibration obtenue est représentée dans la figure 4.13. Une bonne linéarité est observée entre la charge déposée et les canaux correspondants. Cette méthode de calibration est bien-entendu spécifique aux champs de neutrons mono-énergétiques, mais elle présente de nombreux avantages :

- la calibration se fait sur place, il n'y a pas besoin de recourir régulièrement à du temps de faisceau auprès d'un autre accélérateur.
- le détecteur peut être recalibré à chaque mesure si l'énergie du faisceau est bien connue.
- il n'y a plus de dépendance à la température puisque l'acquisition de données permet de systématiquement calibrer la diode.
- les différents canaux de réactions inélastiques génèrent plusieurs pics pour une même énergie neutron, ce qui permet de faire une calibration à plusieurs points avec une seule énergie faisceau.

Pour une utilisation en dehors du contexte de champs mono-énergétiques, il n'y a pas d'autres choix que de réévaluer la calibration de la diode de manière régulière auprès d'un accélérateur fournissant un champ mono-énergétique de particules chargées ou de neutrons afin d'évaluer l'impact des irradiations successives sur les courbes d'étalonnage.

### 4.3.2 Véto

La calibration du véto est basée sur le même raisonnement que celui utilisé pour la diode Si(Li). Dans l'optique de pouvoir vérifier si sa réponse est différente d'une mesure à l'autre, il est à priori tout à fait envisageable d'utiliser là aussi un champ neutronique mono-énergétique. Le véto n'étant épais que de 65  $\mu\text{m}$ , cette méthode ne peut cependant

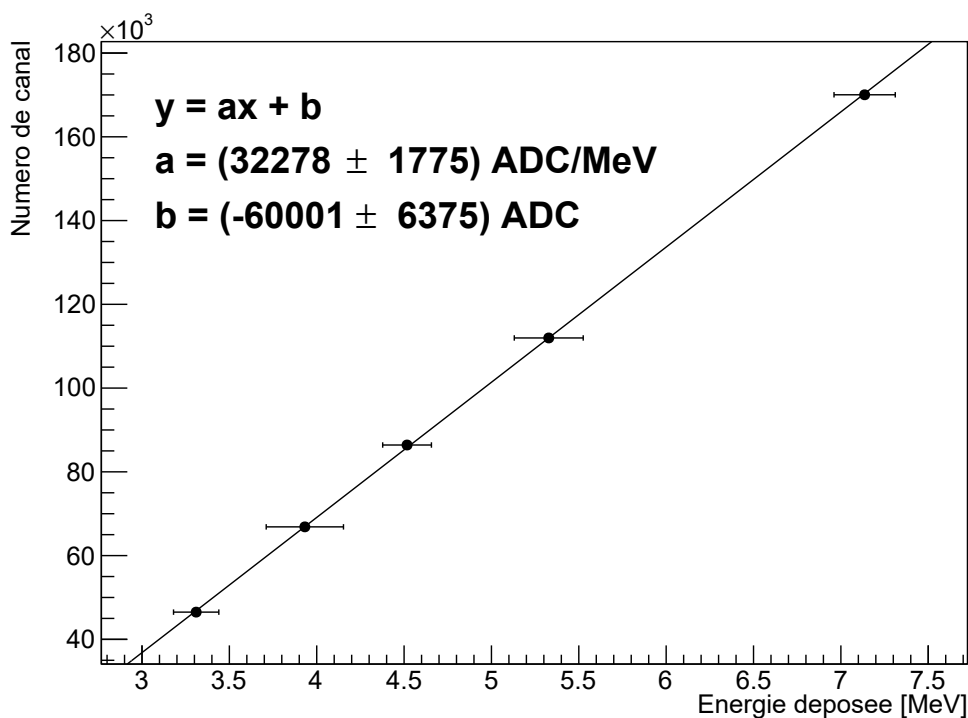


FIGURE 4.13 – Calibration de la diode avec un champ de neutrons mono-énergétiques de 7.17 MeV à AMANDE. L'énergie déposée provient des produits des réactions inélastiques.

fonctionner qu'avec les réactions de type  ${}^A\text{Si}(n, \alpha)$ , car les protons générés par les autres réactions vont s'échapper du veto et n'effectuer qu'un dépôt d'énergie partiel. Néanmoins, pour des protons, le veto ne va mesurer que des dépôts d'énergie allant jusqu'à 2.5 MeV tout au plus. Les particules  $\alpha$  générées par réactions inélastiques de neutrons ont une énergie plutôt proche de celle du faisceau de neutrons. Une vérification de la calibration du veto en champ de neutrons mono-énergétique implique donc une expérience dédiée avec un faisceau de neutrons basse énergie (réactions  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  et  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  jusqu'à 5 MeV à AMANDE), ce qui pourrait permettre aussi de vérifier des points basse énergie pour la diode Si(Li).

Pour le veto, l'alternative d'une source  $\alpha$  pour sa calibration est cependant tout à fait envisageable compte tenu de la gamme d'énergie d'intérêt, de 0 à 2.5 MeV.

## 4.4 Résolution en énergie

L'un des critères les plus importants en métrologie des neutrons (l'application à l'origine du développement du TPR) est la résolution en énergie du détecteur. Il est donc nécessaire de lister et bien comprendre les différentes sources d'incertitude définissant la résolution en énergie du détecteur afin de les minimiser autant que possible. Pour comprendre comment ces incertitudes régissent la résolution du TPR, la propagation des incertitudes est appliquée à la formule 2.2 :

$$(\sigma_{E_n}/E_n)^2 = (\sigma_{E_p}/E_p)^2 + 4 \cdot \tan^2 \theta \cdot \sigma_\theta^2 + (4 \cdot \tan \theta / E_p) \cdot \sigma_{E_p} \cdot \sigma_\theta \cdot \rho_{E_p, \theta} \quad (4.4)$$

où  $\sigma_x$  représente l'incertitude sur la mesure  $x$  et  $\rho_{E_p, \theta}$  est le coefficient de corrélation entre l'énergie du proton de recul et son angle de diffusion. Cette relation est composée de trois

termes principaux : le premier dépend uniquement de l'énergie reconstruite des protons de recul tandis que les deux autres ont une dépendance à l'angle reconstruit.

#### 4.4.1 Incertitude sur $\theta$

L'incertitude sur l'angle de diffusion a trois origines distinctes : l'incertitude sur l'angle d'incidence des neutrons, la géométrie du détecteur et les diffusions de Coulomb.

##### 4.4.1.a Effets géométriques

Le TPR a été conçu de sorte à minimiser l'incertitude sur la mesure de l'angle de diffusion en la rendant négligeable devant les autres sources d'incertitudes. En effet, les FastPixN ont des pixels de  $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  et les plans sont espacés de  $d = 6\ \text{mm}$ . L'incertitude sur la mesure des positions du proton de recul suit donc l'écart-type d'une loi uniforme dans le pire cas où seulement un pixel est déclenché par le passage du proton :  $\sigma_{pix} = 50\ \mu\text{m}/\sqrt{12}$ . L'estimateur de l'angle défini par la mesure des positions du proton de recul sera donné par :

$$\theta = \arctan \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{d} \quad (4.5)$$

Et l'incertitude associée à cet effet géométrique (toujours dans le pire cas où seulement un pixel est déclenché) est donnée par :

$$(\sigma_\theta)_{geom} = \frac{\sqrt{2} \sigma_{pix}}{d} \cos^2 \theta \quad (4.6)$$

Cette relation montre que l'incertitude maximale est atteinte pour les petits angles et vaut au plus  $(\sigma_\theta)_{geom}^{max} = 4\ \text{mrad}$ . Dans le cas où un proton déclenche plusieurs pixels dans un même capteur CMOS, alors l'incertitude sur la position du proton est réduite grâce à l'algorithme de regroupement des pixels et à l'information de la charge mesurée par chaque pixel. L'incertitude sur la mesure de l'angle s'en retrouve donc également améliorée.

##### 4.4.1.b Diffusions de Coulomb

En plus de ces effets géométriques, la mesure de l'angle de diffusion des protons de recul est impactée par les diffusions de Coulomb. En effet, le meilleur estimateur de l'angle de diffusion est l'angle  $\theta_{12}$  mesuré par les deux premiers plans de CMOS (voire section 3.6). Le proton de recul traverse plusieurs dizaines de micromètres dans le polyéthylène et le silicium avant d'atteindre le deuxième plan. Il y a une probabilité non négligeable que le proton subisse une diffusion de Coulomb dans l'un de ces deux milieux : la mesure de l'angle devient donc faussée. Les diffusions les plus importantes ont plutôt lieu dans les FastPixN que dans le convertisseur à cause de la plus grande densité atomique du silicium ( $n_{Si}/n_C = 1.25$ ) et du plus grand pouvoir de diffusion du silicium (qui varie selon  $Z^2$ ). En utilisant des simulations, cette incertitude sur l'angle mesuré a été estimée. La figure 4.14 a été obtenue en comparant l'angle incident des protons de recul à celui mesuré par les deux premiers capteurs CMOS à différentes énergies neutrons. Chaque point représente donc l'effet combiné des diffusions dans le convertisseur et les CMOS. Les données suivent une loi de puissance dans la gamme 5 MeV à 20 MeV et l'ajustement donne une dispersion angulaire allant jusqu'à 29 mrad pour des protons de 4 MeV. L'impact des diffusions

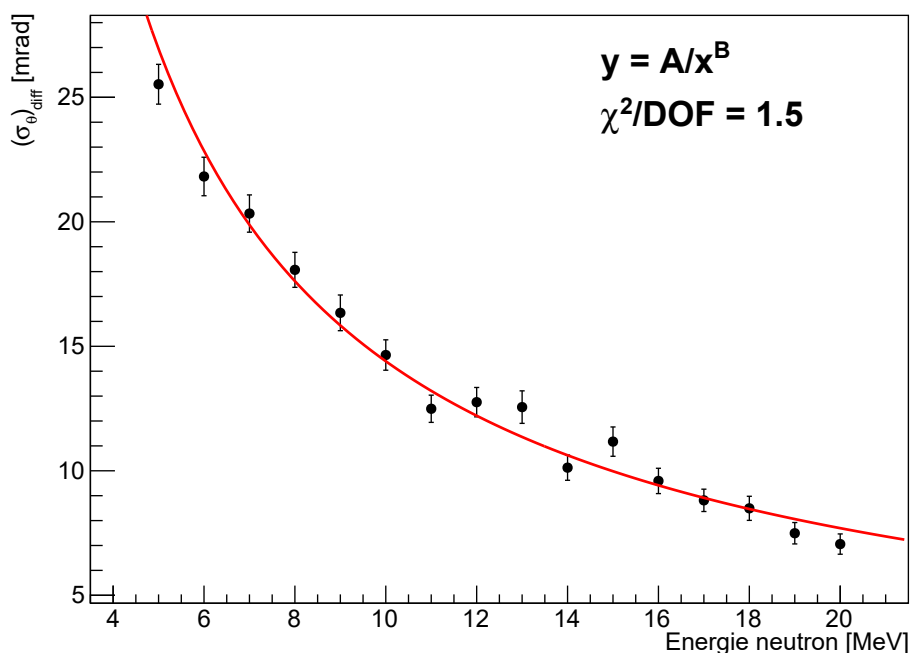


FIGURE 4.14 – Dispersion angulaire simulée (Geant4) des protons de recul en fonction de l’énergie des neutrons. Chaque point représente en ordonnée l’écart-type de la distribution de l’angle reconstruit par les FastPixN moins l’angle incident simulé à l’entrée de ces derniers.

coulombiennes est deux à dix fois plus important que celui de la géométrie du détecteur selon l’énergie des particules incidentes. La seule possibilité pour atténuer ces diffusions serait d’affiner le premier capteur CMOS autant que possible et d’utiliser un convertisseur plus fin. Toutefois les capteurs ont tous déjà été affinés à 50  $\mu\text{m}$  pour étendre la gamme d’énergie le plus possible vers les basses énergies, et il s’agit du maximum atteignable du point de vue technologique.

#### 4.4.1.c Angle d’incidence des neutrons

On considère dans cette étude de la résolution en énergie que l’angle d’incidence des neutrons est parfaitement défini car cette incertitude est très dépendante de la configuration de l’expérience telles que les dimensions de la cible, la distance du détecteur ou la qualité de l’alignement de l’axe du détecteur. Cette incertitude est très difficile à évaluer pour un cas général. Dans le cas standard de mesures auprès de la ligne AMANDE, avec une cible d’environ 1  $\text{cm}^2$  et des mesures effectuées à 75 cm, l’erreur sur l’angle d’incidence du neutron est tout au plus de 13 mrad, qui est semblable à l’incertitude provenant des diffusions coulombiennes. Le critère d’incidence doit cependant être gardé à l’esprit lors de chaque expérience pour ne pas fausser les résultats de mesures en conservant un maximum de neutrons avec une incidence proche de  $90^\circ$  par rapport au convertisseur, ce qui implique de s’éloigner de la source lorsque celle-ci devient de plus en plus étendue <sup>2</sup>.

2. La section 5.2.2 traite le cas d’une source étendue pour des mesures en salle de protonthérapie.



## 4.4.2 Incertitude sur $E_p$

A l'incertitude sur l'estimation de l'angle de diffusion des protons de recul vient s'ajouter une incertitude sur la mesure de leur énergie. En effet, l'énergie mesurée par la diode doit être corrigée des pertes d'énergie du proton dans l'air, les capteurs CMOS et le convertisseur lui-même (section 3.7), qui sont des sources d'incertitude supplémentaires. Le terme  $\sigma_{E_p}$  est explicité comme :

$$\sigma_{E_p}^2 = \sigma_{\text{diode}}^2 + \sigma_{\text{CMOS}}^2 + \sigma_{\text{conv}}^2 \quad (4.7)$$

Le premier terme correspond à la résolution de la diode, tandis que les deux suivants sont liés à l'incertitude sur les pertes d'énergie dans les capteurs CMOS et le convertisseur.

### 4.4.2.a Résolution de la diode

La résolution attendue pour une diode en silicium avec des protons de quelques MeV est typiquement inférieure à 1 % (0.2 % avec des  $\alpha$  de 5.5 MeV [38]). Toutefois sa résolution est dépendante de la température, et la meilleure résolution est atteinte avec un refroidissement à l'azote liquide [39]. À partir des mesures réalisées auprès du cyclotron Cyrécé, les calibrations successives de la diode ont permis d'évaluer sa résolution à 1.3 %. Toutefois cette estimation est surévaluée car l'étalement en énergie du faisceau de protons, de plus en plus important quand l'énergie diminue à cause de l'utilisation d'atténuateurs en aluminium (figure 4.10), amène à une résolution mesurée plus mauvaise. De plus le refroidissement du TPR (et de la diode) est en l'état assuré par un ventilateur, ce qui amène à une température moyenne de la diode pendant les mesures un peu supérieure à 30°C. Pour l'analyse des données de simulation Monte-Carlo, une estimation haute de 1 % a été choisie pour simuler la résolution de la diode.

### 4.4.2.b Pertes d'énergie dans les CMOS

L'énergie perdue par le proton de recul dans les CMOS est reconstruite dans l'hypothèse d'une perte d'énergie moyenne dans les capteurs. À partir du pouvoir d'arrêt (dE/dX) du silicium et de l'oxyde de silicium pour les protons, l'énergie des protons est reconstruite en intégrant continûment les pertes d'énergie le long de son parcours. Ce dernier est connu puisque la trajectoire du proton est mesurée grâce à la fonction de trajectographie des CMOS. Les protons traversent l'intégralité des CMOS et l'erreur estimée par simulation est relativement faible comparée aux autres termes qui définissent l'incertitude sur l'énergie reconstruite des protons de recul. En outre, l'estimation des pertes d'énergie dépend aussi des valeurs de pouvoir d'arrêt utilisées, qui varient d'une source à l'autre. Toutefois ces différences concernent principalement les basses énergies de protons et l'erreur sur la reconstruction de l'énergie est estimée au plus à 200 keV en comparant les valeurs disponibles dans différentes bases de données comme Geant4 ou SRIM.

### 4.4.2.c Pertes d'énergie dans le convertisseur

Avant de perdre de l'énergie dans les capteurs CMOS, les protons perdent de l'énergie dans le convertisseur lui-même. En effet, après la collision élastique, le proton de recul traverse une portion de convertisseur avant d'atteindre les CMOS. Ces pertes sont également estimées par la même méthode d'intégration que celle employée avec les capteurs CMOS.

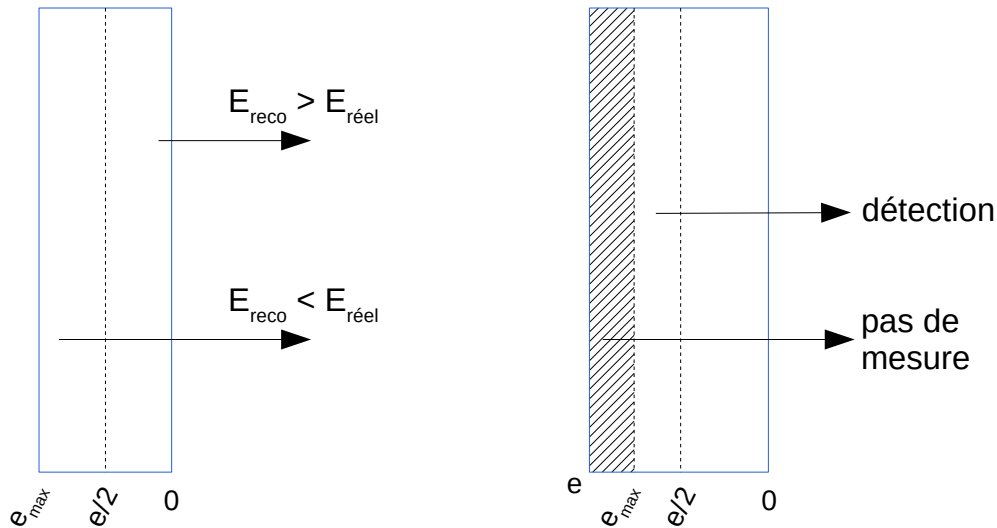


FIGURE 4.15 – Gauche : convertisseur vu de côté d'épaisseur  $e = e_{max}$ . Droite : convertisseur d'épaisseur  $e > e_{max}$ . Les flèches représentent un proton de recul d'énergie initiale  $E_{réel}$  et  $E_{reco}$  correspond à l'énergie reconstruite avec l'hypothèse  $e/2$ .

Toutefois ici, les protons ne traversent pas l'intégralité du convertisseur mais seulement une partie. La position exacte de la collision élastique n'est pas mesurable avec le TPR car le convertisseur est un élément passif, en polyéthylène. Au premier ordre, il est possible de faire l'hypothèse que les collisions ont lieu en moyenne dans le milieu du convertisseur ( $e/2$ , section 3.7). Toutefois cette hypothèse est une source importante d'incertitude car les protons générés avant ou après  $e/2$  auront une énergie sous-estimée ou surestimée (figure 4.15). Plus l'épaisseur de convertisseur utilisée est importante, et plus l'effet sera marqué : bien qu'un convertisseur épais améliore l'efficacité, il dégrade ainsi la résolution en énergie du détecteur. L'effet devient extrême au-delà d'une épaisseur maximum  $e_{max}$ , les protons de recul générés en début de convertisseur n'ayant même plus suffisamment d'énergie pour atteindre la diode. Cela amène à une situation où nous avons de plus en plus de protons avec une énergie surestimée que sous-estimée et le pic reconstruit a une valeur moyenne en énergie qui augmente. Dans le cas extrême où  $e > 2 \cdot e_{max}$ , les protons de recul auront une énergie systématiquement surestimée, et plus le convertisseur est épais, plus le pic sera reconstruit avec une énergie biaisée vers de hautes valeurs. La relation 4.1 relie l'énergie des neutrons à l'épaisseur maximale de convertisseur utile pour cette énergie et doit être considérée en fonction de l'expérience que l'on cherche à effectuer. Pour des neutrons mono-énergétiques, il est possible d'utiliser une épaisseur supérieure à  $e_{max}$  sans affecter l'énergie du pic car la relation 4.1 peut être utilisée pour déterminer l'épaisseur maximale utile. Avec un spectre de neutrons poly-énergétiques, le choix de l'épaisseur du convertisseur va en revanche dépendre de l'énergie minimum du spectre. Si elle est à 5 MeV, il n'y a par exemple pas d'autre choix que d'utiliser un convertisseur fin (50  $\mu\text{m}$  ou moins).

### 4.4.3 Conclusion

L'ensemble des facteurs de dégradation de la résolution sur l'énergie des neutrons peuvent être synthétisés sur les figures 4.16 à 4.18. Les différentes contributions à l'incertitude sur l'énergie  $y$  sont représentées. Les courbes fines en pointillés représentent

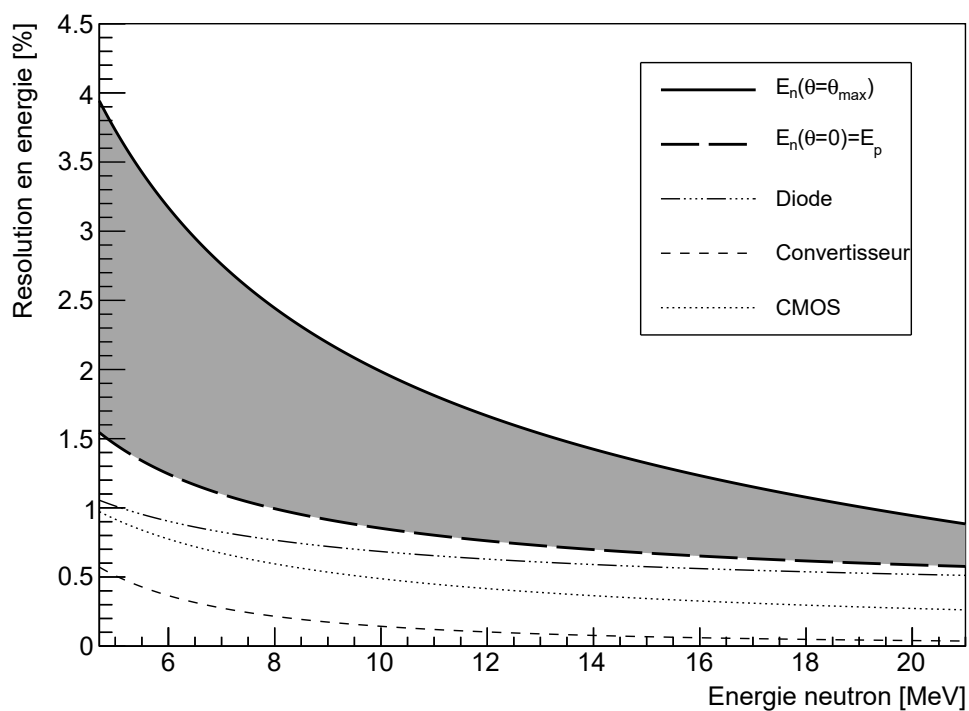


FIGURE 4.16 – Résolution en énergie du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons avec un convertisseur de  $10\ \mu\text{m}$ .

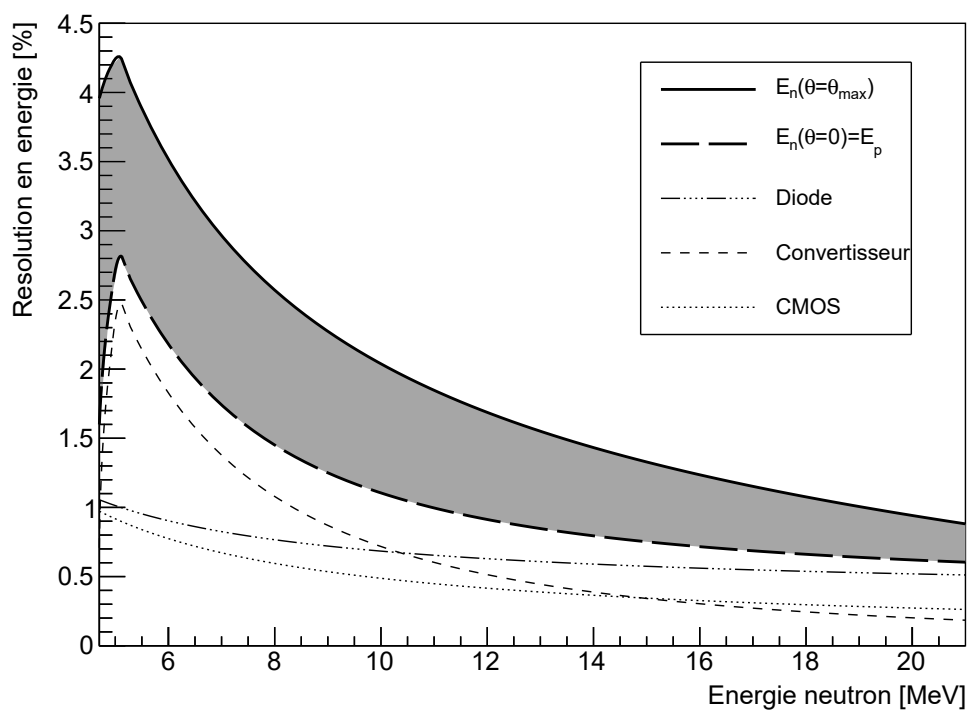


FIGURE 4.17 – Résolution en énergie du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons avec un convertisseur de  $50\ \mu\text{m}$ .

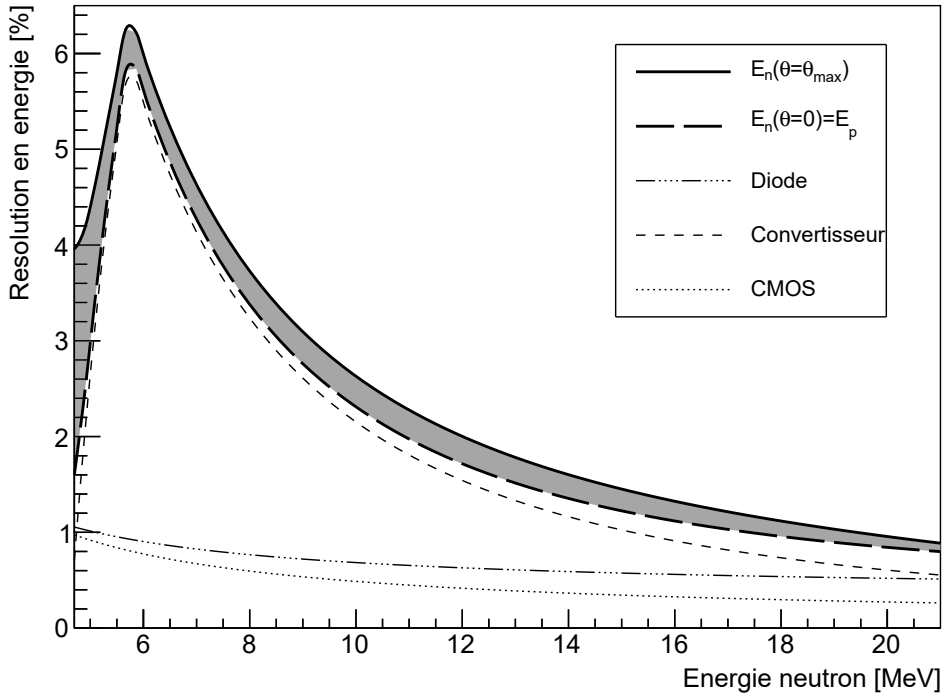
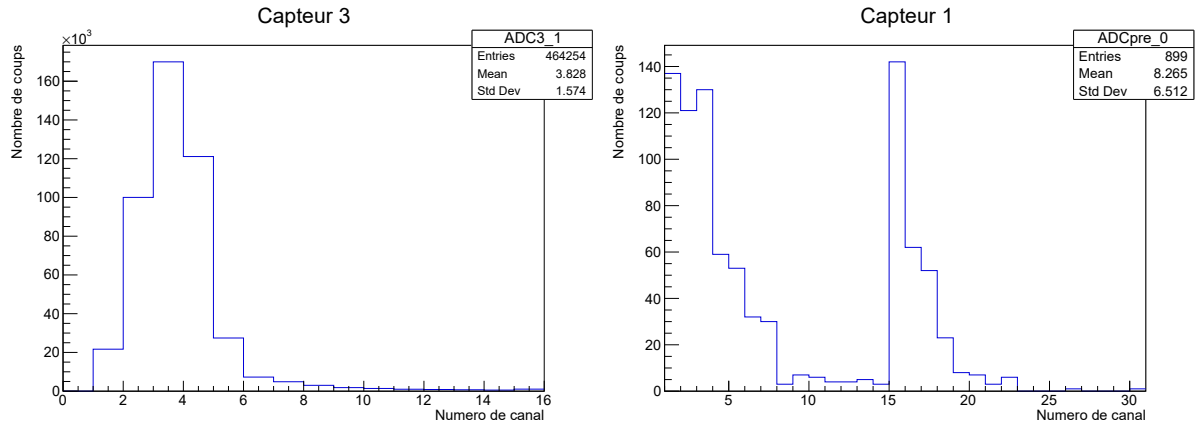


FIGURE 4.18 – Résolution en énergie du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons avec un convertisseur de  $150\ \mu\text{m}$ .

les incertitudes sur l'énergie du proton de recul ( $\sigma_{\text{diode}}$ ,  $\sigma_{\text{CMOS}}$ ,  $\sigma_{\text{conv}}$ ). La courbe épaisse représentée avec des tirets est le terme  $\sigma_{E_p}$ , soit la somme des contributions de toutes les courbes fines. Il s'agit de la meilleure résolution atteignable par le détecteur, en ne considérant que les événements avec un angle faible proche de 0. La partie grisée tient compte de la contribution angulaire à l'incertitude sur l'énergie des neutrons. Elle s'étend de  $\theta = 0$  à  $\theta = \theta_{\text{max}}$ , l'angle maximum mesurable par le TPR. La courbe épaisse continue représente donc la plus mauvaise résolution que peut atteindre le détecteur en ne sélectionnant à l'analyse que les angles à  $\theta = \theta_{\text{max}}$ . Ces figures montrent que la première source d'incertitude aux basses énergies est le convertisseur lui-même au-delà de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur. A  $150\ \mu\text{m}$ , il est la principale source d'incertitude jusqu'à 21 MeV. Jusqu'à environ  $50\ \mu\text{m}$  de convertisseur, la résolution en énergie reste meilleure que 5 % quelque soit l'énergie des neutrons. Ensuite plus l'épaisseur de convertisseur devient importante, plus la résolution se dégrade aux basses énergies et c'est l'épaisseur de convertisseur à elle seule qui définit la résolution du détecteur. Sur les figures 4.17 et 4.18, la résolution montre un maximum dont la position dépend de l'épaisseur de convertisseur. Ce maximum correspond à l'énergie minimale à partir de laquelle l'intégralité du convertisseur est utile (figure 4.15). Toutefois l'amélioration de la résolution ( $\sigma$ ) s'accompagne d'une diminution de la précision ( $\mu$ ) des pics reconstruits pour les énergies de neutrons inférieures à ce maximum car leur énergie est surestimée. Ces graphiques permettent de choisir l'épaisseur de convertisseur optimale du système de mesure en fonction de l'énergie des neutrons mesurés et de la résolution en énergie recherchée. En les associant à l'efficacité de détection du TPR en fonction de l'énergie des neutrons et de l'épaisseur de convertisseur, il est ainsi possible de définir le meilleur compromis entre l'efficacité et la résolution en énergie du détecteur pour un contexte



(a) Données de janvier 2017.

(b) Données de mai 2022.

FIGURE 4.19 – Réponses de capteurs FastPixN (en ADC) dans un champ de protons de 6.35 MeV à Cyrcé.

expérimental donné.

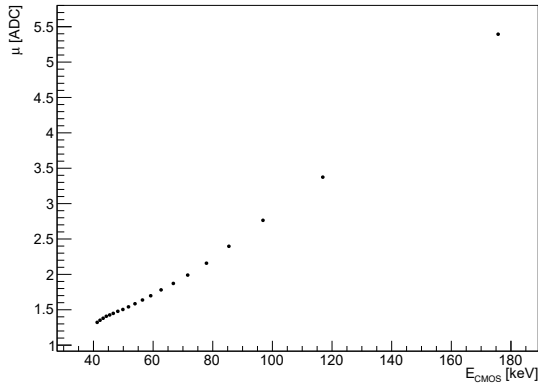
## 4.5 FastPixN

Une importante partie des tests effectués avec le détecteur durant cette thèse a porté sur la caractérisation de la réponse des capteurs CMOS FastPixN et leur fonctionnement synchrone pour la reconstruction de traces de protons. Ces détecteurs, développés par le groupe DeSIs à l’IPHC, sont lus par des flash-ADC 4 bits qui offrent 15 canaux en charge pour mesurer les dépôts d’énergie des protons. La figure 4.19a présente la réponse d’un FastPixN à un faisceau de protons de 6.35 MeV (Cyrcé) obtenu en 2017 dans le cadre de la thèse de Rodolphe Combe [26] (2016-2018). La formation d’un pic correspond au dépôt d’énergie moyen des protons dans la couche sensible du FastPixN à cette énergie. La figure 4.20a représente l’étalonnage du même capteur FastPixN, où la relation entre la charge déposée et l’ADC mesuré est bien linéaire.

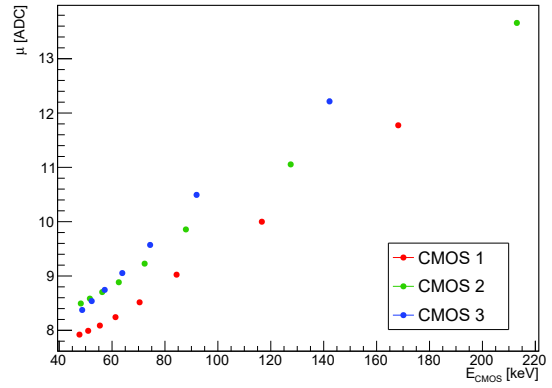
### 4.5.1 Caractérisation de la réponse des capteurs

En 2019, l’ajout d’électronique sur les PCBs a permis de numériser la communication entre l’expérimentateur et le capteur pour faciliter le réglage des seuils de détection. Les modifications apportées aux cartes, bien que très utiles pour l’utilisation du système, ont cependant modifié de manière significative la réponse des capteurs. En effet, de nouvelles mesures effectuées durant cette thèse ont montré un comportement anormal des capteurs CMOS dans leur état actuel :

- en champ de protons, la réponse des capteurs est assez différente de celle observée sur la figure 4.19a. La distribution est peu dépendante de l’énergie des particules, ce qui n’a pas de sens physique (figure 4.19b) tandis que le taux de comptage diminue fortement quand l’énergie des particules augmente. De plus, le nombre de coups obtenus est beaucoup plus faible à courant et temps de mesure semblables entre les mesures de 2017 et celles de 2022. Ces effets sont observés pour chaque capteur CMOS.



(a) Données de janvier 2017.



(b) Données de mai 2022.

FIGURE 4.20 – Étalonnage des capteurs FastPixN dans un champ de protons à Cyrécé.

— en champ de neutrons, lors de la première campagne de mesures réalisée auprès de l'installation AMANDE en 2020, le taux de comptage était plus faible qu'attendu, en particulier le nombre de traces reconstruites.

Ces observations semblent être dues à une inefficacité globale des capteurs CMOS : la dépendance du taux de comptage à l'énergie des particules est un argument en faveur de cette hypothèse, ainsi que le faible nombre de traces mesuré. Ce problème ne se pose toutefois pas uniquement en terme d'efficacité, car la réponse en ADC des capteurs CMOS pose également question. Bien que la réponse des capteurs actuels soit toujours en cours d'étude, la figure 4.20b montre cependant que les trois courbes d'étalonnage (obtenues en simplement considérant la valeur moyenne des distributions ADC) conservent une bonne linéarité. Cela tend à démontrer l'existence d'une anomalie dans la chaîne de lecture de la charge déposée.

#### 4.5.2 Mesure de l'efficacité des FastPixN

Cette situation problématique a donné l'occasion de développer une méthode générale pour mesurer l'efficacité des capteurs FastPixN, avec des indicateurs de leurs performances aussi indépendants que possible des conditions expérimentales. En champ de protons, on peut émettre l'hypothèse raisonnable suivante : si un proton atteint le deuxième ou le troisième capteur, alors il a traversé le premier capteur. De même avec le deuxième capteur si un proton atteint le troisième capteur, puis avec les trois capteurs quand un proton atteint la diode. On définit alors  $H_i$  le nombre de coups mesuré dans le capteur  $i$ ,  $D$  le nombre de coups mesuré dans la diode et on emploie la notation probabiliste  $H_i(H_j)$  signifiant "nombre de coups dans le capteur  $i$  sachant qu'il y a eu un coup dans le capteur  $j$ ". Avec ces notations, l'efficacité de chaque capteur CMOS ( $\epsilon_i$ ) peut être définie de plusieurs manières différentes :

$$\epsilon_1 = \frac{H_1(D)}{D} = \frac{H_1(H_3)}{H_3} = \frac{H_1(H_2)}{H_2} \quad (4.8)$$

$$\epsilon_2 = \frac{H_2(D)}{D} = \frac{H_2(H_3)}{H_3} \quad (4.9)$$

$$\epsilon_3 = \frac{H_3(D)}{D} \quad (4.10)$$

Parmi ces estimateurs de l'efficacité des CMOS, le plus fiable serait celui défini par rapport à la diode Si(Li). Cette dernière n'est en effet pas sujette aux problèmes rencontrés avec les capteurs CMOS et constitue une bonne référence pour mesurer l'efficacité des FastPixN. L'efficacité de reconstruction des traces ( $\tau$ ) peut être elle aussi définie de deux façons à partir du nombre total de traces reconstruites noté T :

$$\tau = \frac{T(D)}{D} = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 \quad (4.11)$$

En plus de fournir un estimateur de l'efficacité des CMOS, chaque égalité doit être vérifiée ce qui amène par exemple aux équations 4.12 et 4.13 :

$$\frac{H_1(H_3)}{H_3} \frac{H_2}{H_1(H_2)} = 1 \quad (4.12)$$

$$\frac{H_2(D)}{D} \frac{H_3}{H_2(H_3)} = 1 \quad (4.13)$$

Ces relations "de fermeture" ont pu être vérifiées par simulation Monte-Carlo, en introduisant un facteur d'efficacité indépendant pour chaque capteur CMOS.

La table 4.3 récapitule l'ensemble des données enregistrées à Cyrcé en mai 2022, et les mesures d'efficacité issues de l'analyse de ces données figurent dans la table 4.4. Ces données mettent en évidence plusieurs effets intéressants. En regardant les données brutes dans la table 4.3, un premier résultat est la diminution continue du nombre de coups dans chaque CMOS avec l'énergie des protons, alors qu'il augmente dans la diode. Cette augmentation est expliquée en champ de protons auprès de la plateforme Cyrcé par la manière dont sont obtenues les énergies : pour avoir un faisceau d'énergie plus basse, une épaisseur plus importante d'aluminium est utilisée dans l'axe du faisceau. Plus l'épaisseur d'aluminium est importante, et plus le faisceau sera diffusé, ce qui réduit la quantité de protons qui atteignent la diode. Donc la probabilité qu'un proton atteigne la diode augmente quand l'énergie des particules augmente.

La diminution du nombre de coups dans les capteurs CMOS est aussi visible dans la table 4.4 où l'efficacité est de plusieurs dizaines de pourcent à 6.88 MeV et diminue rapidement à 1 % aux plus hautes énergies avec la définition d'efficacité utilisant la diode. Un autre indicateur de l'inefficacité des CMOS est la comparaison du nombre de traces mesurées au nombre de coups mesurés en moyenne dans chaque CMOS, qui est systématiquement bien plus faible. Dans le cas d'une efficacité proche de 1, le nombre de traces devrait être semblable au nombre de coups dans le troisième CMOS ce qui n'est pas le cas ici à toutes les énergies.

Toutefois, il y a deux autres indicateurs qui semblent indiquer que ce problème n'est pas explicable simplement en terme d'efficacité :

- les différentes estimations d'efficacité (équations 4.8 à 4.10) pour un même capteur donnent des résultats qui peuvent être très différents. Par exemple, le premier CMOS aurait une efficacité de 15 % à 24.63 MeV en utilisant le second CMOS comme référence contre moins de 1 % avec la diode comme référence. S'il ne s'agissait que d'un simple problème d'efficacité, ces estimations devraient être équivalentes.
- il est difficilement compréhensible de pouvoir détecter des protons de 25 MeV (40 keV déposés) alors que seulement 30 % des protons de 7 MeV (110 keV déposés) sont observés. Si le FastPixN est capable de voir une partie des protons

Énergie [MeV]	H1	H2	H3	T	D	H1(H2)	H1(H3)	H1(D)	H2(H3)	H2(D)	H3(D)	T(D)
6.88	1434	1905	1044	236	2894	717	370	794	558	1051	650	162
8.68	899	1342	945	102	3701	320	207	552	332	839	662	83
10.13	563	1003	820	54	3983	156	125	330	220	650	575	37
11.42	461	895	733	31	4613	151	70	277	167	600	539	21
12.53	364	672	634	27	4944	113	54	215	125	458	455	17
13.62	285	630	582	22	5411	105	40	172	122	425	436	15
14.62	249	491	524	17	5786	82	41	153	71	339	397	9
15.59	238	469	457	18	6184	79	29	155	71	325	344	12
16.53	241	417	459	16	6529	70	34	158	69	297	354	12
17.37	200	405	460	12	6974	57	27	130	56	289	354	7
18.21	182	366	437	11	7626	55	25	132	65	265	328	6
19.02	149	317	375	15	7679	54	25	109	60	244	311	9
19.80	160	351	351	6	9028	48	15	105	48	264	288	3
20.57	189	321	351	14	9449	65	27	143	59	244	291	10
21.29	154	296	344	10	10148	50	20	123	48	228	280	7
21.96	122	266	302	8	10565	35	14	95	36	227	269	7
22.62	158	222	285	15	10809	52	21	118	45	178	254	14
23.29	144	223	233	5	11701	40	11	114	28	190	208	4
23.96	148	214	234	8	12454	47	15	127	26	188	212	7
24.63	93	174	179	7	11819	26	15	76	24	151	167	5

TABLE 4.3 – Données acquises à Cyrécé en mai 2022 en faisceau de protons à plusieurs énergies. L'intensité du faisceau est restée stable et les temps de mesure sont identiques pour chaque énergie. Les grandeurs utilisées sont expliquées dans la section 4.5.2.



Énergie (MeV)	$\epsilon_1$ (%)			$\epsilon_2$ (%)		$\epsilon_3$ (%)	$\tau$ (%)	
	$/D$	$/H_3$	$/H_2$	$/D$	$/H_3$	$/D$	$/D$	$\epsilon_1\epsilon_2\epsilon_3$
6.88	27.4	35.4	37.6	36.3	53.4	22.4	5.60	2.24
8.68	14.9	21.9	23.8	22.6	35.1	17.8	2.24	0.60
10.13	8.2	15.2	15.5	16.3	26.8	14.4	0.93	0.19
11.42	6.0	9.5	16.8	13.0	22.7	11.6	0.46	0.09
12.53	4.3	8.5	16.8	9.2	19.7	9.2	0.34	0.04
13.62	3.1	6.8	16.6	7.8	20.9	8.0	0.28	0.02
14.62	2.6	7.8	16.7	5.8	13.5	6.8	0.16	0.01
15.59	2.5	6.3	16.8	5.2	15.5	5.5	0.19	<0.01
16.53	2.4	7.4	16.7	4.5	15.0	5.4	0.18	<0.01
17.37	1.8	5.8	14.0	4.1	12.1	5.0	0.10	<0.01
18.21	1.7	5.7	15.0	3.4	14.8	4.3	0.08	<0.01
19.02	1.4	6.6	17.0	3.1	16.0	4.0	0.12	<0.01
19.80	1.1	4.2	13.6	2.9	13.6	3.1	0.03	<0.01
20.57	1.5	7.6	20.2	2.5	16.8	3.0	0.11	<0.01
21.29	1.2	5.8	16.8	2.2	13.9	2.7	0.07	<0.01
21.96	0.9	4.6	13.1	2.1	11.9	2.5	0.07	<0.01
22.62	1.0	7.3	23.4	1.6	15.7	2.3	0.13	<0.01
23.29	0.9	4.7	17.9	1.6	12.0	1.7	0.03	<0.01
23.96	1.0	6.4	21.9	1.5	11.1	1.7	0.06	<0.01
24.63	0.6	8.3	14.9	1.2	13.4	1.4	0.04	<0.01

TABLE 4.4 – Mesures d’efficacité des FastPixN à partir des données de la table 4.3. Chaque sous-colonne indique le calcul utilisé (par exemple  $/D$  signifie que l’efficacité a été évaluée par rapport à la diode). Le calcul d’efficacité des traces a utilisé les valeurs d’efficacité des CMOS définies par rapport à la diode.

de 25 MeV, on s’attendrait à ce que son efficacité soit nettement plus élevée aux basses énergies

Une explication possible de ces effets peut être avancée en considérant les seuils électroniques régissant la réponse des FastPixN. La figure 4.21 représente la manière dont un signal analogique est numérisé par les ADC. Il y a deux seuils électroniques qui influent directement la mesure : un seuil bas (VL) et un seuil haut (VH). Le seuil bas agit comme un seuil de déclenchement ; il détermine l’amplitude minimale que doit avoir un signal pour être mesuré. Il faut le définir aussi proche de la ligne de base que possible, sans déclencher dans du bruit de fond. Il suffit d’abaisser le seuil bas autant que possible jusqu’à ce que le détecteur commence à déclencher seul, ce qui donne la limite de ce paramètre. Le seuil haut va définir conjointement avec le seuil bas la correspondance entre l’amplitude mesurée et les numéros de canaux (ADC). Les 15 valeurs d’ADC s’échelonnent linéairement entre le seuil bas et le seuil haut. Ainsi, si A représente l’amplitude du signal mesuré, le numéro de canal se calcule comme :

$$\begin{aligned}
A < VL & : \text{pas de déclenchement} \\
A > VH & : \text{ADC} = 15 \\
VL < A < VH & : \text{ADC} = \frac{A - VL}{VH - VL} \cdot 14 + 1
\end{aligned}$$

Un proton d’une énergie donnée va déposer en moyenne une même quantité d’énergie dans

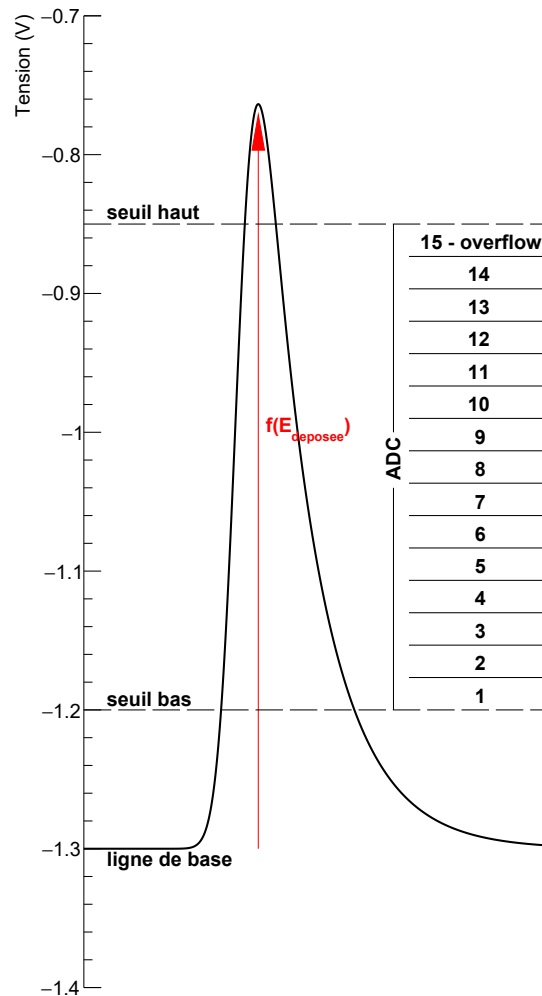


FIGURE 4.21 – Passage signal analogique vers canaux numériques par le biais des ADC.

le capteur. Les fluctuations de l'énergie déposée autour de cette valeur sont susceptibles de générer un signal d'amplitude inférieure à VL lorsque le dépôt d'énergie moyen des protons est faible (supérieur mais proche de VL). Dans ce cas de figure, une inefficacité du capteur peut s'expliquer. En revanche, dès que les dépôts d'énergie sont plus importants, il devient alors statistiquement improbable qu'un signal inférieur à VL soit généré, et le capteur doit déclencher systématiquement. Cette description théorique du comportement des ADC est donc incompatible avec le comportement expérimental. L'hypothèse mise en avant, qui pourrait expliquer la totalité des effets observés, serait une fluctuation continue du seuil bas pendant les mesures. Un même signal serait ainsi parfois détecté et parfois sous le seuil de détection, provoquant une inefficacité apparente du capteur CMOS à toutes les énergies. De plus, cela expliquerait aussi les réponses (distributions ADC) mesurées par les CMOS : ces fluctuations du seuil bas conduiraient un signal d'une même amplitude à être transformé en un numéro de canal différent d'une mesure à l'autre. Cela explique aussi pourquoi l'efficacité de détection dépend autant de l'énergie : quand l'énergie des protons augmente, l'énergie déposée diminue et la sensibilité aux fluctuations du seuil bas est plus importante. L'origine de ce problème serait ainsi purement électronique, sachant qu'il est survenu lors de l'ajout de circuits électroniques supplémentaires destinés au contrôle à distance des seuils. La correction de cette anomalie (toujours en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit) nécessite la production de nouvelles cartes

électroniques pour les capteurs CMOS. Malgré ce mode de fonctionnement non optimal des capteurs FastPixN, la caractérisation des performances du télescope à protons de recul a cependant pu être poursuivie.

### 4.5.3 Trajectographie

La trajectographie est une composante importante du TPR puisqu'elle permet de reconstruire l'angle de diffusion des protons de recul, l'une des deux quantités clés pour la reconstruction de l'énergie des neutrons. Une trace est obtenue dès que les trois capteurs FastPixN ont au moins un pixel déclenché au cours d'une mesure. Le système de coordonnées choisi positionne l'axe du télescope le long de l'axe  $z$  et les plans de CMOS, le véto et la diode dans le plan  $(xOy)$ . La coordonnée  $z$  des pixels est donc déterminée par la position du capteur CMOS, ces derniers étant espacés les uns des autres de 6 mm.

#### 4.5.3.a Validité de la trajectographie

Il y a différentes manières d'évaluer la qualité de la trajectographie, qui sont toutes plus ou moins équivalentes selon la façon dont elles sont appliquées. Pour une visualisation rapide de la qualité des traces, il est utile de représenter sur un même graphique la variable  $x_3 - x_2$  contre  $x_2 - x_1$  (et respectivement en  $y$  sur un autre graphique). Les CMOS étant régulièrement espacés de 6 mm, une trace qui ne subit aucune diffusion dans le deuxième capteur CMOS vérifie l'égalité  $x_3 - x_2 = x_2 - x_1$ . La majorité des traces doit donc se retrouver sur la diagonale de ce graphique, comme le montre la figure 4.22, issue d'une simulation réalisée avec Geant4. La majorité des événements sont bien localisés sur la diagonale principale, mais il y a aussi quelques événements issus de diffusions plus importantes qui s'en écartent. L'écart-type de la projection de cette distribution, sur la base de sa diagonale (correspondant à la distribution de la variable  $x_3 - 2x_2 + x_1$ ), reflète la diffusion de Coulomb dans le deuxième capteur CMOS, fonction de l'énergie des particules.

Un moyen similaire d'évaluer la qualité de la trajectographie est d'utiliser un critère de sélection basé sur un test du  $\chi^2$  en ajustant une droite aux traces reconstruites, selon la procédure décrite dans la section 3.6. Les traces les plus diffusées auront un  $\chi^2$  par degré de liberté plus élevé, ce qui permet de les écarter de l'analyse.

#### 4.5.3.b Impact des fluctuations du seuil de déclenchement des capteurs CMOS sur la reconstruction de traces

L'étude des problèmes d'électronique liés aux FastPixN décrit dans la section précédente permet d'obtenir une estimation réaliste du nombre de traces attendues, mais aussi d'expliquer d'autres résultats expérimentaux. La figure 4.23 a été obtenue à partir de mesures effectuées à Cyréc avec des protons de 6.35 MeV. L'ellipse principale observée par simulation (figure 4.22) y est visible et représente une grande partie des événements (environ 83 %). Néanmoins une part importante des traces reconstruites ne se trouve pas sur la diagonale principale, et ces événements forment trois familles distinctes : verticale, horizontale et anti-diagonale. Cette situation est explicable en introduisant la notion d'inefficacité des CMOS avec un flux de particules un peu trop élevé. Partons de l'hypothèse d'une mesure où il y a deux protons qui traversent simultanément le détecteur. Le premier proton génère un coup dans deux des capteurs (n'importe lesquels) tandis que le dernier proton déclenche uniquement le troisième capteur. Il y a bien trois coups qui

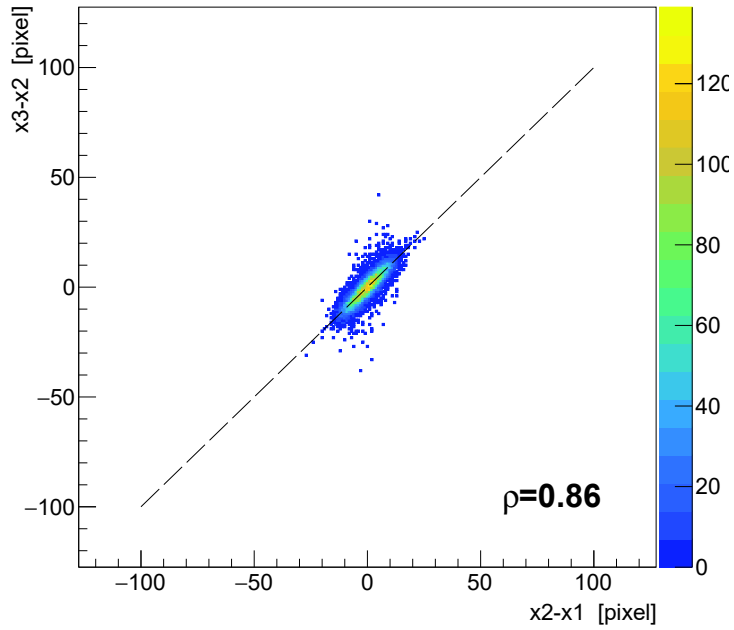


FIGURE 4.22 – Variables  $x_3 - x_2$  contre  $x_2 - x_1$  de traces reconstruites à partir de la simulation Monte Carlo (Geant4) d'un faisceau de protons de 6.35 MeV. Le faisceau est simulé de sorte à passer par un diffuseur, dégradeur puis collimateur pour reproduire le cadre expérimental de l'accélérateur Cyréc.

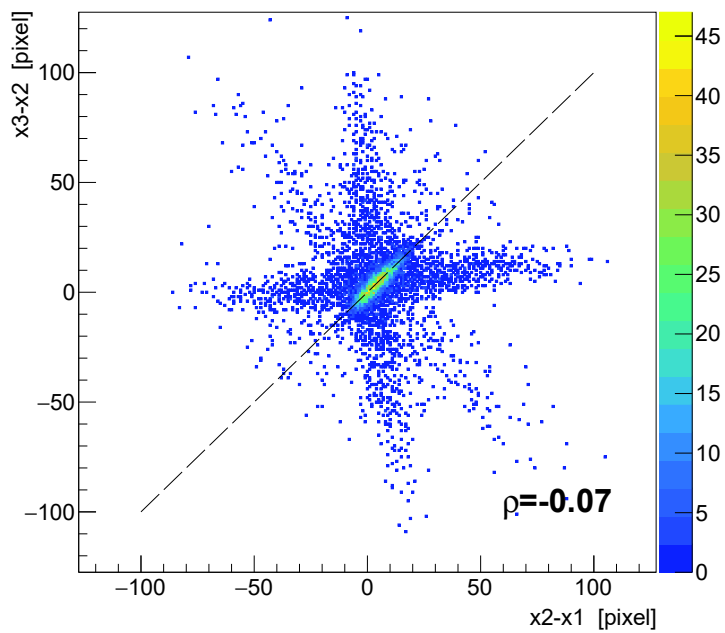


FIGURE 4.23 – Variables  $x_3 - x_2$  contre  $x_2 - x_1$  de traces reconstruites à partir de données enregistrées avec des protons de 6.35 MeV (Cyréc).

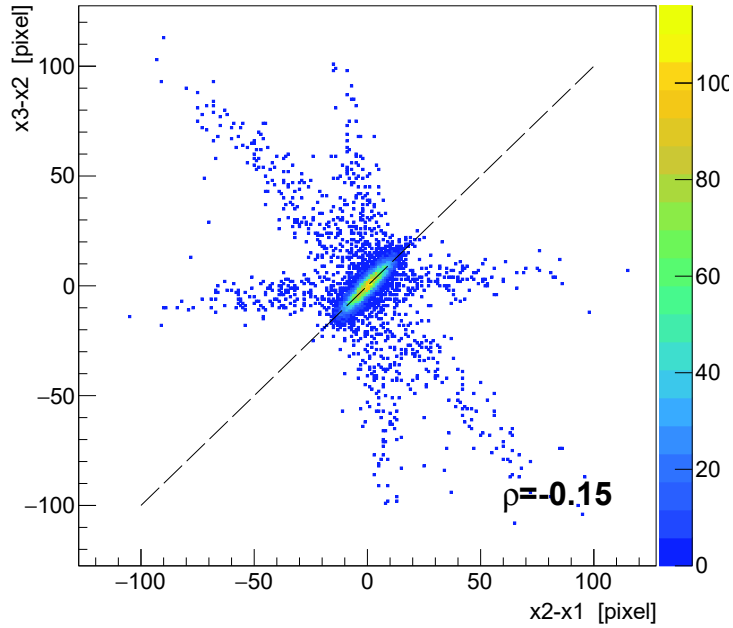


FIGURE 4.24 – Variables  $x_3 - x_2$  contre  $x_2 - x_1$  de traces reconstruites à partir de la même simulation que la figure 4.22, en introduisant dans l’analyse une inefficacité des CMOS (20 %/CMOS) ainsi qu’un flux de protons supérieur à  $1 \text{ p} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

définissent une trace mais elle est due à deux évènements distincts. Selon les capteurs qui ont été déclenchés par chaque proton, la trace pourra être catégorisée dans l’une des 3 familles d’évènements. Soient les positions  $(x_1, x_2, x_3)$  successives du premier proton ( $P_1$ ) et  $(x'_1, x'_2, x'_3)$  les positions de l’autre proton ( $P_2$ ). On introduit  $\delta$  la quantité qui permet de relier la position détectée de  $P_2$  à celle non détectée de  $P_1$ . Par exemple si  $x_3$  n’est pas mesuré mais que  $x'_3$  l’est, on écrit  $x'_3 = x_3 + \delta$ . Les trois différentes possibilités de détection sont résumées en utilisant cette notation dans la table 4.5. Cette table démontre l’impact de l’inefficacité lorsqu’elle est couplée à un flux de protons important sur les variables  $x_3 - x_2$  et  $x_2 - x_1$ . Cet effet est également vérifié par simulation Monte-Carlo sur la figure 4.24, en introduisant dans l’analyse une inefficacité des CMOS et un flux de proton supérieur à  $1 \text{ p} \cdot \text{frame}^{-1}$  (en regroupant les évènements simulés par paquets (au lieu de les traiter individuellement)). La correspondance entre les figures 4.5 et 4.24 démontre que les évènements parasites correspondent bien à des traces fortuites issues de plusieurs protons, associé à une inefficacité apparente de détection des capteurs. Un flux de particules avoisinant la fréquence de lecture actuelle du TPR de  $300 \mu\text{s} \cdot \text{frame}^{-1}$  amène ainsi une quantité non négligeable de traces parasites, et cet effet est amené à s’amplifier à un flux donné quand l’énergie des particules augmente. Lorsqu’il y a  $N$  traces qui traversent intégralement le détecteur, et en faisant l’hypothèse que les 3 CMOS ont la même efficacité, la probabilité de reconstruire au moins une bonne trace est de  $\tau_v^N(\epsilon)$  et celle d’obtenir une trace fortuite est de  $\tau_f^N(\epsilon)$ , données par :

$$\tau_v^N(\epsilon) = 1 - (1 - \epsilon^3)^N \quad (4.14)$$

$$\tau_f^N(\epsilon) = (1 - (1 - \epsilon)^N)^3 - \tau_v^N(\epsilon) \quad (4.15)$$

Le rapport de ces deux probabilités est représenté sur la figure 4.25 pour différentes valeurs de  $N$ , et leur calcul est explicité en annexe C. Il montre qu’il n’y a pas de réel

Détection $P_1$	Détection $P_2$	$\Delta_{32}$	$\Delta_{21}$	Famille
$x_1; x_2$	$x'_3 = x_3 + \delta$	$+\delta$	$0$	Verticale
$x_2; x_3$	$x'_1 = x_1 + \delta$	$0$	$-\delta$	Horizontale
$x_1; x_3$	$x'_2 = x_2 + \delta$	$-\delta$	$+\delta$	Anti-diagonale

TABLE 4.5 – Classification des traces fortuites à 2 protons selon la combinaison de coups détectés.  $\delta$  est l'écart entre la mesure de la position du proton  $P_2(x'_1, x'_2, x'_3)$  et la position du proton  $P_1(x_1, x_2, x_3)$  dans le même plan.  $\Delta_{ij}$  représente l'écart observé sur la variable  $x_i - x_j$  par rapport au cas où tous les coups du proton  $P_1$  sont mesurés.

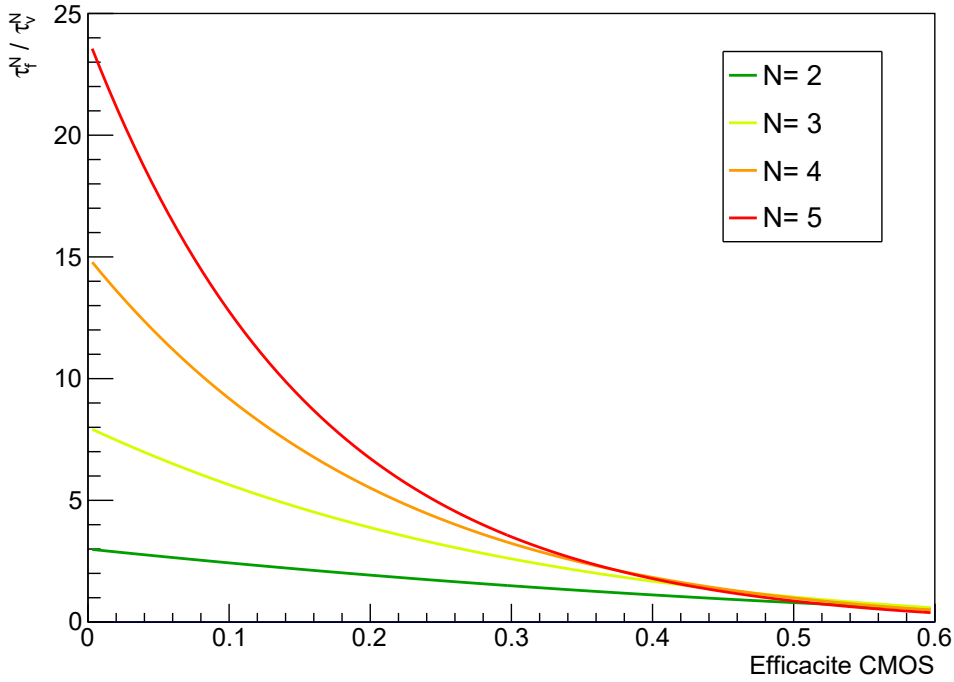


FIGURE 4.25 – Rapport  $\tau_f^N / \tau_v^N$  en fonction de l'efficacité des CMOS pour différents nombres de protons par frame ( $N$ ). Chaque courbe indique le rapport de traces fortuites reconstruites ( $\tau_f^N$ ) par le nombre de vraies traces reconstruites ( $\tau_v^N$ ).

gain à augmenter l'intensité du faisceau de protons pour améliorer le taux de comptage des traces afin d'essayer de compenser la faible efficacité de reconstruction des traces. En effet, la probabilité d'obtenir une trace fortuite est relativement bien plus importante que celle d'obtenir une véritable trace. Quand  $\epsilon$  tend vers 0, un développement limité au 1er ordre de ce rapport montre qu'il tend vers  $N^2 - 1$  : le rapport traces fortuites sur traces réelles évolue donc comme le carré du nombre moyen de particules qui traversent le télescope à chaque mesure pour les faibles efficacités. La faible valeur de l'efficacité de reconstruction des traces avec les capteurs actuels tendrait à vouloir augmenter le flux de particules pour obtenir une statistique de traces correcte en un temps raisonnable, mais l'analyse réalisée à partir de simulations et des données expérimentales montre que cela n'est pas forcément pertinent. La probabilité qu'une trace reconstruite soit issue d'un seul et même proton à  $N=2p \cdot \text{frame}^{-1}$  et  $\epsilon = 0.01$  est par exemple seulement de 25 % ( $1/N^2$  d'après les équations 4.14 et 4.15).

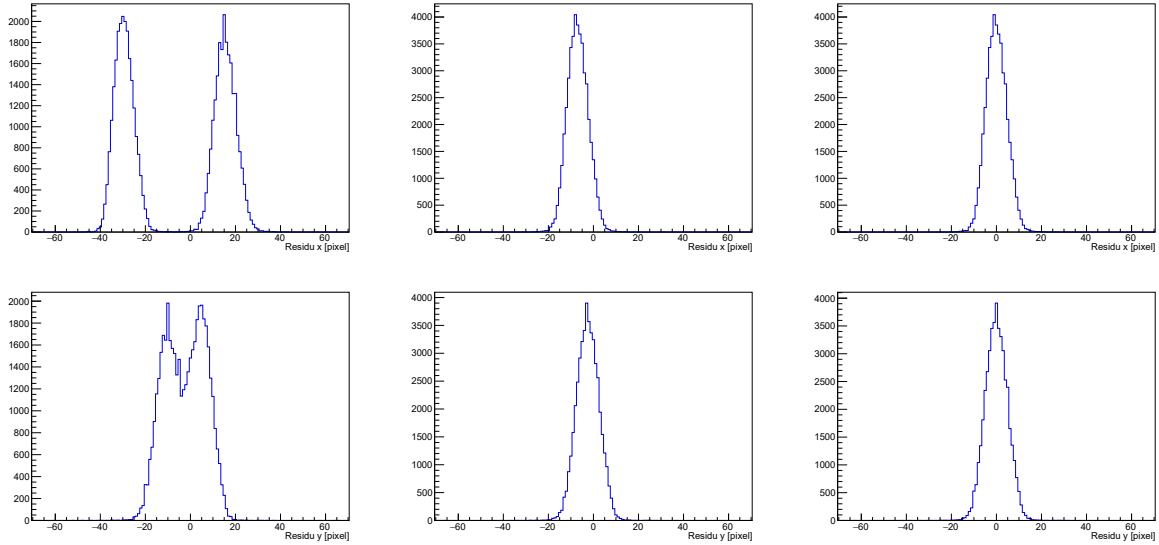


FIGURE 4.26 – Résidus  $(x_3 - x_2)$ ,  $(x_2 - x_1)$  et  $(y_3 - y_2)$ ,  $(y_2 - y_1)$  pour une même simulation Monte-Carlo à 6.35 MeV où le 2ème capteur CMOS a été translaté de  $(+30 ; -5)$  pixels et le 3ème capteur CMOS de  $(+15 ; +5)$  pixels. Les résultats sans alignement sont à gauche, avec alignement ( $dx_3 = dy_3 = 0$ ) au milieu et avec alignement ( $dx_3, dy_3$ ) optimaux à droite.

#### 4.5.3.c Alignement

La procédure d'alignement est brièvement présentée dans la section 3.5. Elle est appliquée pour l'analyse de reconstruction des traces d'un jeu de données. La version de base de l'algorithme (sans filtres) montre de très bonnes performances, tant en précision qu'en rapidité d'exécution, lorsqu'il est appliqué à des données de simulation Monte-Carlo où un plan de CMOS a été volontairement désaligné. La figure 4.26 compare les résidus avec et sans alignement d'une simulation Monte-Carlo d'un faisceau de protons de 6.35 MeV, en introduisant une translation des coordonnées dans le deuxième plan ( $dx_2 = 30$  pixels,  $dy_2 = -5$  pixels), et une translation du troisième plan ( $dx_3 = 15$  pixels,  $dy_3 = 5$  pixels). A gauche, sans alignement, on distingue clairement deux populations à la fois en x et en y qui proviennent des deux translations en x et des deux translations en y dont les positions moyennes correspondent aux désalignements simulés (-15 et +15 en x, +5 et -10 en y). Les graphiques du milieu représentent les mêmes distributions en appliquant un alignement où les paramètres de translation du 3ème capteur sont fixés à 0. On voit qu'il n'y a plus qu'un seul pic en x et en y, ce qui traduit un bon alignement relatif des CMOS. Néanmoins les pics ne sont pas centrés sur zéro, ce qui signifie que le système n'est pas correctement aligné dans le référentiel du laboratoire : les mesures d'angles vont donc être systématiquement biaisées. A droite, les distributions sont obtenues en effectuant l'alignement en deux étapes, d'abord en estimant les paramètres d'alignement optimaux du 3ème capteur (qui correspondent à l'opposé de la moyenne des figures du milieu) puis en effectuant l'alignement avec ces paramètres. Les paramètres déterminés par l'algorithme sont ( $dx_2 = 29.2$  pixels,  $dy_2 = -5.2$  pixels,  $dx_3 = 13.4$  pixels,  $dy_3 = 4.5$  pixels), qui correspondent au pixel près à ceux utilisés pour modifier les alignements du 2ème et 3ème CMOS. De plus, les distributions des résidus sont piqués et centrés sur zéro, ce qui montre un bon alignement des FastPixN dans le référentiel du laboratoire.

En revanche, l'algorithme peut montrer des performances insatisfaisantes avec les données expérimentales en l'absence de filtres de sélection sur les traces données à l'algorithme, où il peut très bien il y avoir une meilleure estimation des coordonnées  $x$  et en même temps une moins bonne estimation des coordonnées  $y$ . Dans le cas général du TPR, cela provient d'une partie des traces fournies à l'algorithme d'alignement qui sont issues d'évènements fortement diffusés ou de réactions inélastiques et qui vont biaiser l'estimation des paramètres d'alignement. Il est donc recommandé d'éliminer ce type de traces pour le calcul des paramètres en définissant par exemple un angle de diffusion maximal entre deux plans consécutifs, pouvant être calculé à partir de la formule de Highland [35]. Dans le cas précis du TPR, les traces concernées sont essentiellement les traces fortuites provenant de plusieurs protons. Un filtre a ainsi été défini de manière empirique, en prenant en compte le désalignement maximum observé sur différentes mesures :

$$\begin{cases} x_3 - 2 \cdot x_2 - x_1 < 15 \text{ pixels} \\ y_3 - 2 \cdot y_2 - y_1 < 15 \text{ pixels} \end{cases}$$

#### 4.5.3.d Définition d'un cadre expérimental

Les capteurs CMOS FastPixN ont actuellement une efficacité ( $\epsilon$ ) décroissante avec l'énergie des protons, variant de 60 % à moins de 1 % de 4 MeV à 20 MeV. Par conséquent l'efficacité de reconstruction des traces (qui varie comme  $\epsilon^3$ ) est également bien plus faible que celle attendue en fonctionnement optimal. Au premier ordre, le taux de comptage évalué par l'équation 4.2 devient alors pour la version actuelle du télescope à protons de recul :

$$\eta'(E_n, e, \Phi) = \epsilon_{TPR}(E_n, e, \Phi_0) \cdot \epsilon_{CMOS}^3(E_n) \cdot \Phi \cdot e^{-\alpha \cdot \Phi} \quad (4.16)$$

où  $\epsilon_{TPR}$  est l'efficacité intrinsèque du télescope, dépendante de la section efficace de collision élastique  ${}^1\text{H}(n,p)$  et de l'épaisseur de convertisseur, et  $\epsilon_{CMOS}$  représente l'efficacité des FastPixN, fonction de l'énergie des neutrons. Cette relation est représentative de la complexité à effectuer des mesures avec le TPR aux hautes énergies (au-delà de 10 MeV) avec la version actuelle du système ne disposant pas des nouvelles cartes électroniques de lecture des capteurs FastPixN. Le produit  $\epsilon_{TPR} \cdot \epsilon_{CMOS}^3$  décroît plus rapidement avec l'énergie des neutrons pour une épaisseur de convertisseur donnée à cause de l'inefficacité des CMOS. Elle montre que les bénéfices d'une augmentation du flux de neutrons, dont l'objectif serait de compenser cette inefficacité, sont atténués d'une part par une diminution du signal au-delà d'un flux critique  $\Phi_c$  (section 4.1.3) et d'autre part par un risque accru de reconstruire des traces fortuites. La figure 4.27 présente l'efficacité de reconstruction des vraies traces en fonction de l'énergie des protons de recul qui est estimée à partir de l'efficacité de chaque capteur CMOS. Avec la relation 4.16, elle montre que l'efficacité maximale de détection est atteinte aux basses énergies ( $< 10$  MeV), quand l'efficacité des CMOS est favorable. Elle permet aussi d'approximer l'efficacité de reconstruction des traces avec la relation empirique suivante :

$$\epsilon_{CMOS}^3(E_n) = A \cdot e^{-B \cdot E} \quad (4.17)$$

avec  $A = 2.36$  et  $B = -0.58 \text{ MeV}^{-1}$ .

Dans le contexte de mesures auprès de l'accélérateur AMANDE, le cadre expérimental est plutôt favorable : d'une part le flux des neutrons est de l'ordre de  $10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , soit  $3 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ , ce qui rend peu probable la mesure de traces fortuites. D'autre part, l'accélérateur est capable de générer des neutrons dans la gamme d'énergie optimale de



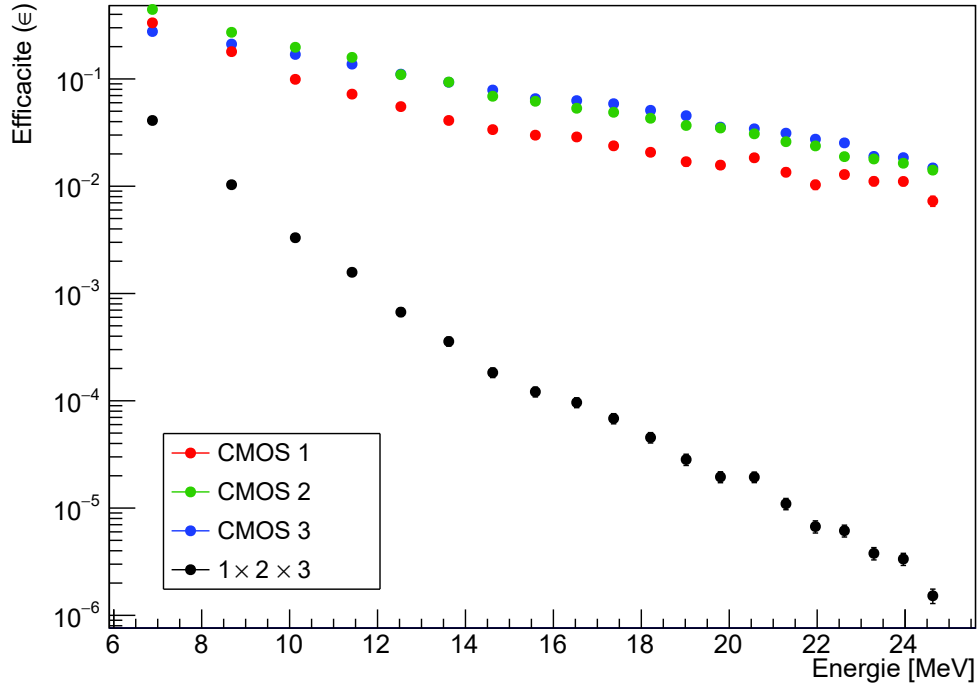


FIGURE 4.27 – Efficacité actuelle des capteurs FastPixN estimée à partir des données enregistrées à l’accélérateur de protons Cyréc. Les points noirs représentent l’efficacité de reconstruction des traces.

5 MeV à 10 MeV, là où les capteurs FastPixN permettent une mesure de traces en un temps maximum de quelques heures. La table 4.6 récapitule le taux de comptage estimé à AMANDE, de 5 MeV à 10 MeV, en utilisant pour chaque mesure l’épaisseur de convertisseur maximale. Le taux de comptage optimal est donc situé entre 5 et 8 MeV (indépendamment du flux), et il est maximum vers 6 MeV, avant de décroître d’un facteur 2 de 8 MeV à 9 MeV et de nouveau d’un facteur 2 de 9 MeV à 10 MeV. Les énergies de mesure optimales s’étalent alors de 5 MeV à 8 MeV pour obtenir plusieurs centaines de coups en un temps maximum de quelques heures.

L’utilisation de ce détecteur, même en tenant compte des limites de fonctionnement ac-

$E_n$ [MeV]	$\epsilon_{TPR}(E_n, e_{max}, \Phi_0) \cdot \epsilon_{FPN}^3$	$\eta'$ [n · h <sup>-1</sup> ]
5	$1.6 \times 10^{-6}$	58
6	$2.5 \times 10^{-6}$	90
7	$1.8 \times 10^{-6}$	65
8	$1.6 \times 10^{-6}$	58
9	$7.0 \times 10^{-7}$	25
10	$3.6 \times 10^{-7}$	13

TABLE 4.6 – Taux de comptage approximatif évalué en neutrons par heure pour différentes énergies, en utilisant systématiquement l’épaisseur maximum de convertisseur, au flux d’AMANDE de  $1 \times 10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

tuelles, est donc envisageable en métrologie des neutrons auprès de lignes d'irradiations dédiées, comme AMANDE où le flux de neutrons est bas et les énergies délivrées correspondent au régime de fonctionnement optimal du TPR. Une expérience auprès de l'installation AMANDE a ainsi pu être réalisée afin de vérifier l'ensemble de la chaîne d'analyse développée pour la reconstruction des spectres en énergie des neutrons.

# Chapitre 5

## Applications

### 5.1 Mesures de spectres neutrons mono-énergétiques à AMANDE

Les premières mesures auprès de l'accélérateur AMANDE (section 2.3.2) ont eu lieu en octobre 2020, avec un détecteur partiel constitué de trois capteurs FastPixN et de la diode Si(Li). L'irradiation s'est effectuée sur trois jours dans différentes configurations, avec des énergies de neutrons de 5, 6, 7, 14 et 17 MeV. Les mesures de 5 à 7 MeV ont montré que le taux de comptage dans le détecteur était très faible, d'au plus une dizaine de coups en une heure. Cette observation a amené à rapprocher le détecteur de la cible, de 75 à 30 cm, et à utiliser systématiquement un convertisseur épais (500  $\mu\text{m}$ ) pour maximiser la statistique mesurée. Les modifications de la distance du TPR à la cible et le convertisseur plus épais ont permis d'obtenir un gain d'un facteur 30 sur le nombre de traces mesurées. Nous présentons dans cette partie l'analyse des données de mesure avec des neutrons de 7 MeV, correspondant à un temps d'acquisition de trois heures pour  $4.3 \times 10^6$  acquisitions (ou frames) mesurées.

#### 5.1.1 Résultats bruts des mesures à 7.17 MeV

##### 5.1.1.a Efficacité des capteurs CMOS en champ neutronique

À cause des problèmes d'acquisition liés aux capteurs FastPixN actuels (section 4.5), le taux de comptage des neutrons mesurés reste faible ( $40 \text{ n} \cdot \text{h}^{-1}$ ) par rapport au flux attendu en conditions normales de fonctionnement ( $5500 \text{ n} \cdot \text{h}^{-1}$ ), déterminé à partir du flux de neutrons délivré par l'accélérateur AMANDE ( $2.6 \times 10^4 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Tout comme dans la section 4.5.2, on peut déterminer l'efficacité des capteurs CMOS à partir de ces mesures seules. Dans le cadre d'une mesure en champ neutronique, la diode ne peut cependant pas servir directement de référence pour évaluer l'efficacité des CMOS, car elle mesure aussi le signal déposé par des réactions inélastiques de neutrons. On peut alors redéfinir des estimateurs de l'efficacité des capteurs CMOS ( $\epsilon_i$ ) en utilisant le nombre réel de protons de recul qui atteignent la diode ( $T_R(D)$ ), et le nombre de coups mesurés par le plan  $i$  en coïncidence avec un coup diode ( $H_i(D)$ ) :

$$\epsilon_i = \frac{H_i(D)}{T_R(D)} \quad (5.1)$$

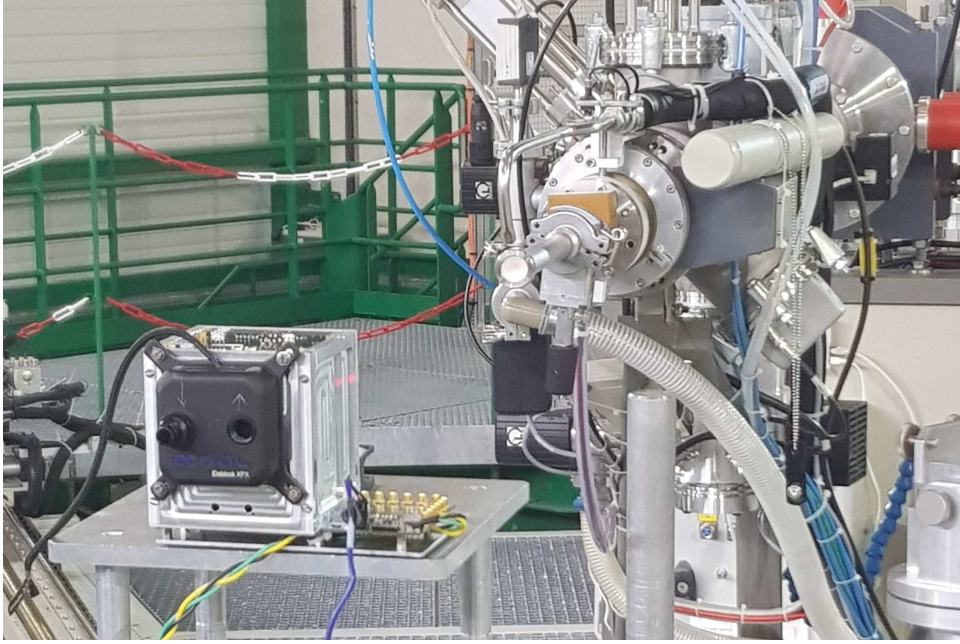


FIGURE 5.1 – Mesures avec le TPR, à 75 cm de la cible et à 0°.

L'efficacité de reconstruction des traces ( $\tau$ ) est aussi définie comme :

$$\tau = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 = \frac{T(D)}{T_R(D)} \quad (5.2)$$

avec  $T(D)$  le nombre de traces mesurées en coïncidence avec un coup diode. En combinant ces équations pour éliminer l'inconnue  $T_R(D)$ , on obtient alors une nouvelle façon de mesurer l'efficacité des capteurs CMOS et le nombre de traces qui ont traversé le détecteur :

$$\epsilon_i = \sqrt{\frac{T(D) \cdot H_i(D)}{H_j(D) \cdot H_k(D)}} \quad \text{avec } i \neq j \neq k \quad (5.3)$$

$$T_R(D) = \sqrt{\frac{H_1(D) \cdot H_2(D) \cdot H_3(D)}{T(D)}} \quad (5.4)$$

La validité de la méthode repose sur le flux de neutrons qui est bas (ici  $8 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ), ce qui limite les coïncidences fortuites de neutrons directement dans la diode et dans les CMOS, ou l'obtention de traces fortuites. Une fois appliquées aux mesures à 7 MeV, ces formules donnent les valeurs d'efficacité suivantes :  $\epsilon_1 = 34 \%$ ,  $\epsilon_2 = 27 \%$ ,  $\epsilon_3 = 30 \%$ . Les efficacités de détection des capteurs CMOS obtenues pour des neutrons de 7 MeV sont donc en bon accord avec les valeurs d'efficacité estimées auprès de l'accélérateur Cyréc de 30 % pour des protons de 7 MeV (section 4.5.2).

#### 5.1.1.b Taux de coïncidences entre les traces et la diode

Le nombre total de traces mesurées durant cette expérience est de 632, mais seulement 131 d'entre-elles ont un coup diode associé, soit 21 % des traces reconstruites (et 79 % des traces sans coup diode). L'efficacité de reconstruction des traces de protons qui atteignent la diode est estimée à partir du nombre réel de traces ( $T_R(D)$ ) à 2.6 %. Ce faible taux de

	$dx_i$	$dy_i$	$d\Phi_i$
Capteur 1	0.0	0.0	0.0
Capteur 2	3.7	-0.4	0.1
Capteur 3	7.4	0.1	1.0

TABLE 5.1 – Paramètres d’alignement calculés à partir des mesures à AMANDE. Les paramètres de translation sont donnés en pixels et ceux de rotation en degrés.

coïncidences d’une trace et d’un coup diode s’explique pour des neutrons de 7 MeV et un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$  en considérant que :

- des protons sortent du convertisseur avec moins de 4.5 MeV, et ont suffisamment d’énergie pour atteindre le troisième capteur CMOS, mais pas assez pour atteindre la diode. Il s’agit donc de traces sans coup diode associé, qui représentent approximativement 37 % de toutes les traces ( $1 - e_{max}/e$ , équation 4.1).
- lors des mesures à AMANDE, un seuil bas sur la diode rejetait les dépôts d’énergie inférieurs à 1.8 MeV, comme vérifié par le spectre brut obtenu dans la figure 4.13. Cela provoque donc une diminution supplémentaire du taux de coïncidences entre les traces et les coups diode, estimée à 67 % des traces provenant du volume défini par  $e_{max}$ , soit 43 % de toutes les traces.

Le nombre théorique de traces sans coups diode associés est finalement estimé à 80 %, ce qui correspond bien à la mesure qui évalue cette quantité à 79 %.

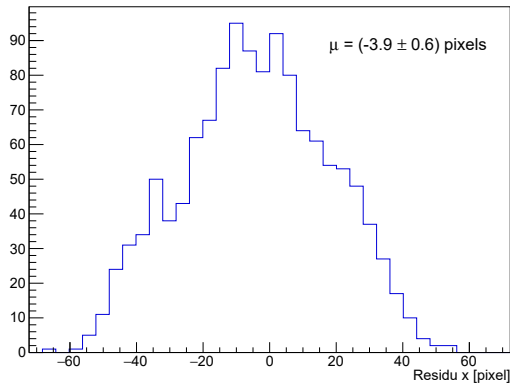
En tenant compte des différents effets listés précédemment (inefficacité des capteurs, seuil bas de la diode), on explique ainsi le taux de comptage assez faible obtenu durant cette expérience en champ de neutrons, de l’ordre de  $40 \text{ n} \cdot \text{h}^{-1}$ . En conditions optimales, ce taux sera plutôt de l’ordre de 4000 à 5000  $\text{n} \cdot \text{h}^{-1}$ .

### 5.1.2 Alignement et trajectographie

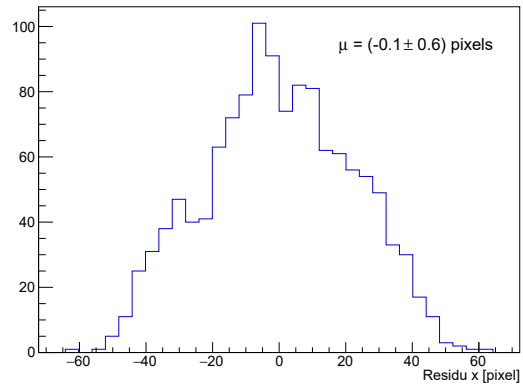
Un alignement numérique des capteurs CMOS a été effectué avec les traces issues de protons de recul à AMANDE, à partir des données accumulées à 7.17 MeV en appliquant la méthode présentée au chapitre 3 (section 3.5). Dans la mesure où les contraintes mécaniques des FastPixN ne permettent pas un désalignement important, les paramètres d’alignement calculés sont relativement faibles comme le montre la table 5.1. Les distributions des résidus avant et après application de l’alignement sont présentés dans les figures 5.2a à 5.2d. L’alignement considère que le faisceau de neutrons est orthogonal aux plans de CMOS, ce qui donne une distribution des résidus centrée sur 0 après alignement à la fois selon x et y. Les distributions angulaires confrontant les angles  $\theta_{12}$  et  $\theta_{23}$  sont représentées sur les figures 5.3a et 5.3b (expérience et simulation). L’expérience montre une relation linéaire entre ces deux variables, avec une distribution semblable à celle estimée par la simulation. La quantité d’évènements très diffusés est plus faible expérimentalement, ce qui est attribué à une statistique de traces insuffisante.

### 5.1.3 Mesure d’un spectre neutron à 7.17 MeV

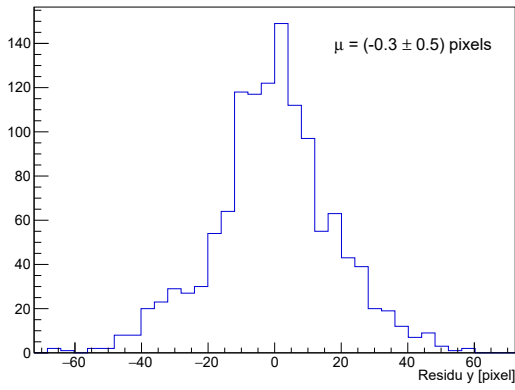
Les mesures effectuées à AMANDE ont tout d’abord permis de valider la méthode de calibration de la diode Si(Li) en faisceau de neutrons grâce aux réactions inélastiques des neutrons sur les isotopes du silicium dans la diode (section 4.3.1). Cette courbe d’étalonnage réalisée sur site a été utilisée pour reconstruire le premier spectre neutron du



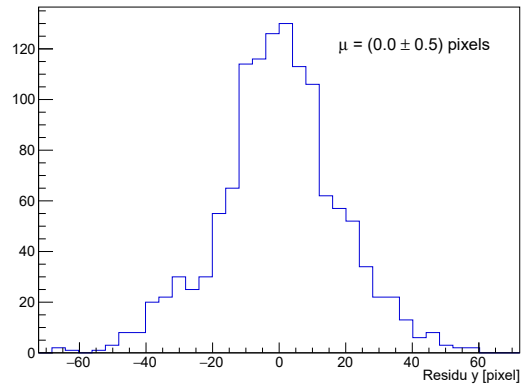
(a)  $x_3 - x_2$  et  $x_2 - x_1$  sans alignement



(b)  $x_3 - x_2$  et  $x_2 - x_1$  avec alignement

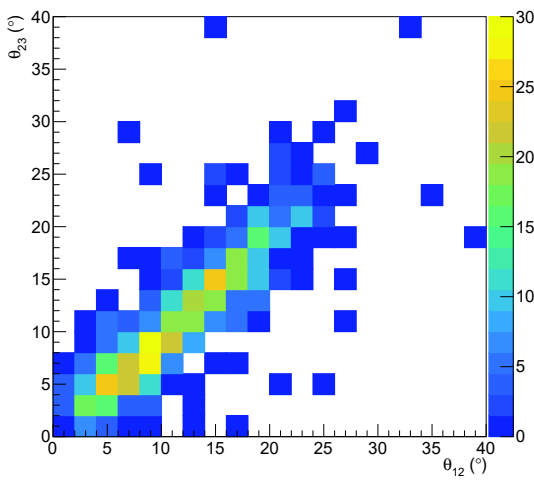


(c)  $y_3 - y_2$  et  $y_2 - y_1$  sans alignement

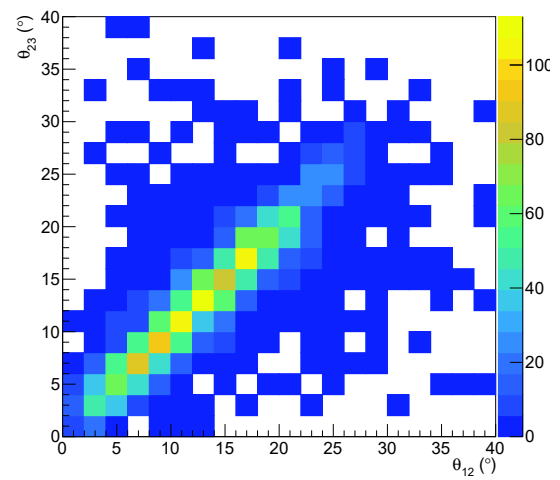


(d)  $y_3 - y_2$  et  $y_2 - y_1$  avec alignement

FIGURE 5.2 – Distribution des résidus avant et après alignement avec des neutrons de 7.17 MeV (AMANDE).

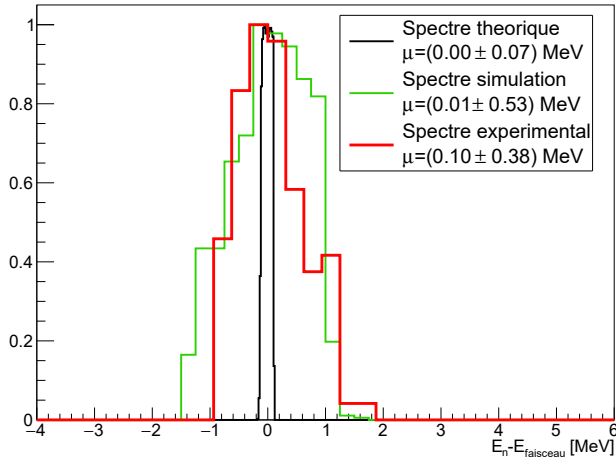


(a) Mesures

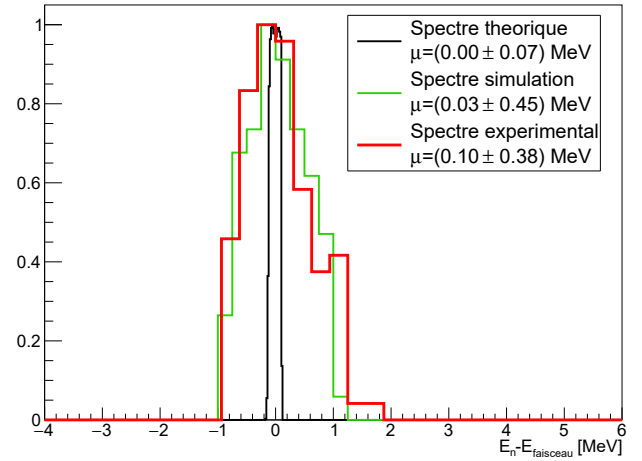


(b) Simulation

FIGURE 5.3 – Corrélation angulaire des protons de recul mesurées avec des neutrons de 7.17 MeV (AMANDE).



(a) Simulation en fonctionnement optimal.



(b) Simulation incluant un seuil minimum sur la diode et une inefficacité des capteurs CMOS.

FIGURE 5.4 – Comparaison des spectres théoriques et reconstruits normalisés pour la mesure de neutrons de 7.17 MeV (AMANDE). La courbe noire correspond au spectre théoriquement émis par l'accélérateur. En rouge, le spectre mesuré par le TPR. En vert, (gauche) une simulation en fonctionnement normal du TPR, (droite) la simulation inclut un seuil minimum pour la diode de 1.8 MeV et une inefficacité des capteurs CMOS.

TPR à 7.17 MeV. Le choix de l'épaisseur de convertisseur ne permet pas d'appliquer directement l'hypothèse  $e/2$  pour la reconstruction des pertes d'énergie des protons de recul dans le convertisseur. La relation 4.1 montre qu'un convertisseur de 500  $\mu\text{m}$  n'est utile en intégralité qu'à partir de 8.4 MeV. En deçà de cette valeur, seulement une partie du convertisseur génère des protons de recul qui seront détectés. Pour des mesures avec des neutrons de 7.17 MeV, l'épaisseur de convertisseur utilisée pour la reconstruction des pertes d'énergie des protons de recul est donc de 338  $\mu\text{m}$ . La figure 5.4a présente le spectre produit par l'accélérateur AMANDE, le spectre expérimental reconstruit à partir des mesures du télescope, ainsi qu'un résultat de simulation obtenu dans les mêmes conditions ( $E_n = 7.17 \text{ MeV}$ ,  $e = 500 \mu\text{m}$ ). L'énergie mesurée par le TPR est en moyenne surestimée de 0.1 MeV avec une résolution de 5.2%. Le spectre simulé est bien centré à la bonne énergie et a un profil asymétrique lié à l'utilisation d'un convertisseur épais ; la partie basse énergie du pic correspond à des protons de recul générés du côté extérieur du convertisseur (les protons perdent plus d'énergie et ont une probabilité plus faible d'atteindre la diode) tandis que la partie haute énergie correspond à des protons générés dans la partie intérieure du convertisseur (énergie plus élevée, plus de chances d'atteindre la diode). Sa résolution simulée est estimée à 7.4%. Cette différence sur la résolution s'explique d'une part par le seuil en énergie de la diode, à 1.8 MeV, ce qui diminue la largeur du pic neutron en l'amputant d'une partie basse énergie, et qui tend à augmenter l'énergie moyenne du pic. D'autre part, l'inefficacité des capteurs CMOS étant dépendante de l'énergie des protons, il est alors plus probable de mesurer un proton avec un dépôt d'énergie dans la diode de 2 MeV qu'un proton qui déposerait 4 MeV. Cet effet lié à l'inefficacité des capteurs FastPixN amène donc à reconstruire davantage de traces pour les plus faibles dépôts d'énergie que les dépôts plus élevés, ce qui affine également le pic et tend cette fois-ci à diminuer son énergie moyenne.

La figure 5.4b confronte le spectre simulé au spectre expérimental en considérant les effets listés précédemment. On introduit ainsi dans la modélisation Monte-Carlo le seuil en énergie de la diode et l'inefficacité des CMOS. Par comparaison avec le spectre simulé dans la figure 5.4a, l'énergie minimale du pic est plus élevée, au même niveau que celle du spectre expérimental. De plus, l'inefficacité des capteurs CMOS a bien réduit la population haute énergie du pic sans affecter la partie basse énergie. Finalement la résolution du pic simulé est évaluée à 6.3 % (figure 5.4b), plus proche de la résolution de 5.2 % obtenue expérimentalement.

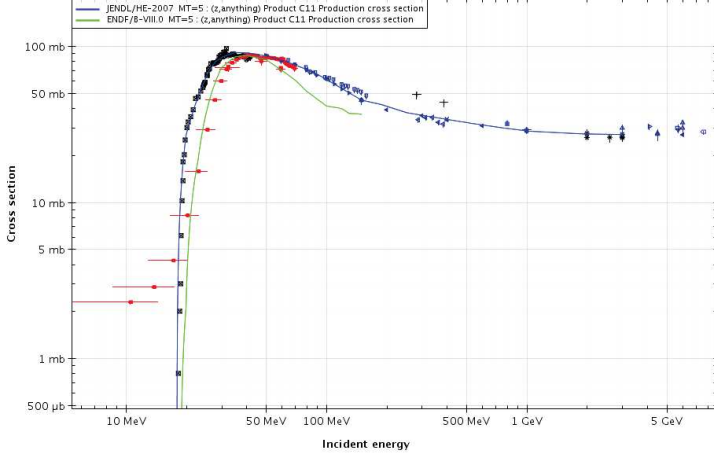
Les mesures effectuées avec le TPR à 7.17 MeV ont ainsi permis de confirmer les capacités actuelles du détecteur à reconstruire un spectre neutron de basse énergie (5 à 8 MeV), centré à la bonne énergie avec une résolution proche de celle attendue théoriquement. La possibilité de reproduire par modélisation Monte-Carlo les données expérimentales, en incluant des effets complexes au niveau physique (épaisseur du convertisseur) et électronique (défauts capteurs CMOS, seuil de la diode), démontre de plus une compréhension fine du fonctionnement du système de mesure. Cette modélisation avancée du détecteur nous permet d'étudier de manière réaliste son utilisation future dans d'autres contextes d'applications à vocations fondamentales, médicales ou industrielles. Une étude préliminaire sur la production de neutrons secondaires auprès des accélérateurs de protons est ainsi présentée dans la section suivante.

## 5.2 Production de neutrons secondaires auprès des accélérateurs de protons

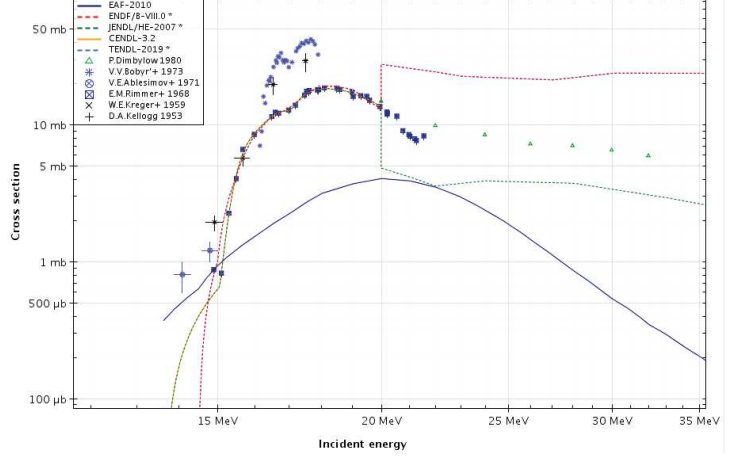
### 5.2.1 Modèles nucléaires Monte-Carlo

Les codes de simulations Monte-Carlo jouent un rôle prédictif très important en physique nucléaire, comme par exemple dans le cadre de ce travail pour évaluer les performances d'un détecteur. Ils sont aussi utilisés pour la modélisation de réacteurs nucléaires, de traitements médicaux (radiothérapie, hadronthérapie, TEP, etc.), d'expériences, etc. Ces simulations modélisent la propagation des particules dans un milieu, ainsi que la génération de particules secondaires intervenant dans le cadre de différents processus physiques (ionisation, collision inélastique, désexcitation d'un noyau, etc.). Dans le cas de faisceaux de protons (ou de neutrons), les sections efficaces différentielles des différents processus physiques sont cependant loin d'être toutes connues expérimentalement avec une précision suffisante : elles dépendent du projectile, de son énergie, du noyau cible (nombre de protons et de neutrons), du canal de réaction ou encore de la distribution angulaire des produits de la réaction. Toute une branche de la physique nucléaire expérimentale est ainsi consacrée à la mesure de sections efficaces afin de compléter et améliorer les bases de données disponibles. Ces sections efficaces sont compilées dans des bases de données telles que ENDF [40] ou encore TENDL [41], qui ajustent un modèle théorique aux mesures expérimentales, évalué par des codes de calcul (tel que TALYS [42]). Les bases de données sont accessibles et consultables en ligne, de manière interactive dans le cas de JANIS par exemple, qui permet de comparer les prédictions des différents modèles entre eux et aux données expérimentales [43]. Les différentes bases de données ont généralement peu de différences entre-elles pour la section efficace totale, mais présentent des différences qui peuvent être importantes pour des canaux de réaction particuliers





(a)  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + n + {}^{11}\text{C}$



(b)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{B}$

FIGURE 5.5 – Comparaison de quelques bases de données à des données expérimentales pour deux canaux de réaction différents sur du carbone 12 (JANIS).

(exemple figure 5.5). Les codes de simulations Monte-Carlo utilisent alors des modèles nucléaires, s'appuyant sur des données expérimentales et des formules analytiques, pour reproduire l'intégralité des processus nucléaires. Ils permettent de générer l'état final d'un système à partir d'un état initial, en décrivant l'interaction de la particule accélérée avec les nucléons du noyau. En l'état actuel il n'existe pas un modèle nucléaire décrivant correctement l'intégralité des processus, d'où l'émergence plusieurs modèles fournissant des résultats qui peuvent être similaires ou au contraire très différents selon les situations. Dans le cadre de ce manuscrit, l'attention est portée sur la production de neutrons, aussi désignés comme neutrons secondaires, par un faisceau de protons. Le code de simulation choisi pour cette étude est Geant4, car il est développé en code source ouvert, gratuit et permettant de comprendre dans le détail le fonctionnement du code. Geant4 a initialement été développé pour la physique des hautes énergies (GeV-TeV) des expériences du CERN (CMS, ATLAS, ALICE, etc.), mais une gestion du transport des neutrons de basses énergies ( $< 20$  MeV) a émergé il y a quelques années. Les modèles nucléaires utilisés par Geant4 pour les neutrons de 0 à 400 MeV sont : la cascade intra-nucléaire de Bertini, la cascade binaire intra-nucléaire (BIC), et la cascade intra-nucléaire de Liège (INCL).

### 5.2.1.a Cascade intra-nucléaire de Bertini

La cascade intra-nucléaire de Bertini [44][45] est l'un des premiers modèles nucléaires à avoir été implémenté dans les codes de simulations Monte-Carlo, et il est amélioré au fur et à mesure de ses itérations. Il repose sur une cascade de réactions entre le projectile et les nucléons du noyau, en considérant que la particule traverse un gaz de nucléons. La notion de cascade vient de l'interaction du projectile avec un ou plusieurs des nucléons du milieu, qui à leur tour interagissent avec d'autres nucléons, et ainsi de suite. Cela implique d'avoir une description complète des interactions entre nucléons pour propager la cascade. Dans le modèle de Bertini, les nucléons du noyau ne sont pas des entités individuelles mais ils forment un milieu continu dans lequel se propage la particule incidente. Cette dernière pénètre le noyau en choisissant un point d'entrée de manière aléatoire. Le noyau est divisé en sphères de densités constantes, dont le nombre dépend du volume du noyau (proportionnel à son nombre de nucléons), de 1 pour les noyaux légers ( $A < 4$ ), de 3 pour

les noyaux intermédiaires ( $A < 11$ ), et de 6 pour les noyaux lourds ( $A > 11$ ). La densité de nucléons est déterminée en divisant le nombre de nucléons par le volume de la sphère. Cette densité de nucléons détermine, conjointement avec la section efficace d'interaction nucléon-nucléon libres (n-n), la probabilité que le projectile interagisse avec le milieu. Ensuite cette probabilité est transformée en une longueur de parcours pour le projectile et les nucléons de la cascade au sein du noyau. Une fois qu'une interaction a lieu, l'énergie du nucléon cible est déterminée en considérant que l'impulsion des nucléons du noyau est distribuée selon un gaz de Fermi. La distribution angulaire des produits de chaque réaction est tirée aléatoirement selon les sections efficaces angulaires évaluées expérimentalement. Une fois que toutes les particules générées par la cascade se sont échappées du noyau ou sont capturées dans le noyau, la cascade prend fin. Il suit une étape dite de coalescence destinée à générer des fragments lourds de haute énergie, en combinant les neutrons et les protons de la cascade qui ont des impulsions proches, permettant de former des deutons de haute énergie par exemple. La majorité des neutrons rapides auxquels est sensible le télescope à protons de recul sont alors déjà générés. Des modèles de pré-équilibre et d'évaporation prennent le relais pour ramener le noyau dans son état fondamental, en émettant de nouvelles particules.

### 5.2.1.b Cascade intra-nucléaire binaire

Le modèle BIC [46] est un intermédiaire entre un code de cascade (comme Bertini ou INCL) et un code de dynamique moléculaire quantique [47]. En effet il y a toujours la logique d'une cascade de nucléons induite par le projectile incident, mais les nucléons sont traités comme des fonctions d'onde. Les nucléons du noyau ont une position initiale fonction de la densité nucléaire du noyau, et une énergie tirée aléatoirement dans une distribution de Fermi ( $p_i < \hbar c(3\pi^2\rho(r))^{1/3}$ ). Une limite inférieure sur la distance inter-nucléons de 0.8 fm est cependant introduite pour tenir compte des effets répulsifs. Leur trajectoire est courbée, fonction du potentiel (Woods-Saxon pour  $A > 16$ , sinon oscillateur harmonique) régnant dans le noyau qui définit également la densité nucléaire du noyau. La trajectoire est déterminée en résolvant l'équation du mouvement dans le milieu nucléaire par une méthode d'intégration numérique (Runge-Kutta par exemple). Le point d'entrée du projectile est choisi aléatoirement à la surface du noyau, et si aucune collision n'a lieu, un nouveau point d'entrée est choisi jusqu'à obtenir au moins une interaction avec un nucléon. Une interaction entre nucléons participants est possible dès que la distance entre les nucléons est inférieure à  $\sqrt{\sigma_{tot}/\pi}$ . Pour les collisions élastiques entre nucléons, les sections efficaces utilisées proviennent de données expérimentales, tandis que pour les collisions inélastiques, les sections efficaces sont exclusivement calculées. Ce modèle n'inclue pas la possibilité d'avoir des collisions entre deux participants de la cascade (uniquement entre un participant et un nucléon qui n'a pas encore interagi avec la cascade). La cascade prend fin dès que l'énergie moyenne des participants restants dans le noyau descend en dessous d'un seuil donné. Le noyau excité passe ensuite par un modèle de pré-équilibre et d'évaporation pour atteindre son état fondamental.

### 5.2.1.c Cascade intra-nucléaire de Liège

Dans ce modèle de cascade [48], les particules se déplacent en ligne droites dans le noyau jusqu'à ce qu'elles parviennent au voisinage d'un nucléon ( $d < \sqrt{\sigma_{tot}/\pi}$ ), où une interaction est forcée. Les nucléons du noyau sont répartis aléatoirement dans le volume du noyau ( $R = 1.12A^{1/3}$ ), et une énergie leur est attribuée selon une distribution de Fermi.

L'état final issue d'une collision entre nucléons est choisi aléatoirement selon les sections efficaces évaluées expérimentalement (paramétrisation des sections efficaces à partir des données expérimentales). Le point d'entrée du projectile est choisi aléatoirement à la surface du noyau (comme les autres modèles). Tout comme le modèle BIC, INCL se différencie de la cascade de Bertini en incluant une dépendance en temps de l'évolution de la collision. Pendant l'étape de cascade, les nucléons du noyau sont en mouvement (aspect temporel du modèle), et finissent par atteindre le "mur" de potentiel (Woods-Saxon) : si la somme des énergies cinétique et potentielle d'une particule est en dessous du seuil, alors elle est réfléchiée et contenue dans le noyau. Dans le cas où elle a suffisamment d'énergie (à l'issue d'une collision), la particule a une probabilité non nulle de quitter le noyau donnée par un facteur de transmission dépendant de l'énergie du nucléon et du potentiel nucléaire. Les interactions nucléons-nucléons n'ont lieu que si au moins l'un des nucléons provient de la cascade générée par la particule incidente. Contrairement au modèle de Bertini où la cascade prend fin une fois que toutes les particules en présence ont quitté le noyau ou sont capturées, le modèle INCL permet aux particules d'être réfléchies et d'effectuer de nouvelles interactions coûteuses en temps de simulation. La cascade est stoppée lorsque l'énergie d'excitation du noyau cible descend en dessous d'un seuil, après un temps de réaction de l'ordre de  $25 \text{ fm}/c$  ( $10^{-22} \text{ s}$ ).

À l'issue de la cascade, le modèle suit là aussi un pré-équilibre puis d'évaporation, destinés à désexciter le noyau et émettre des fragments légers selon l'impulsion des particules éjectées.

### 5.2.1.d Librairie haute précision NeutronHP

Cette extension a été introduite spécifiquement dans Geant4 pour améliorer la physique des neutrons en dessous de  $20 \text{ MeV}$  [29][30]. Elle repose sur une librairie de sections efficaces, nommée G4NDL, compilée par la collaboration Geant4 à partir de la librairie ENDF/B-VII.0. Il ne s'agit pas d'un modèle nucléaire mais d'une compilation de sections efficaces directement utilisées pour améliorer le transport des neutrons, en particulier les neutrons thermiques, et obtenir des résultats plus fiables que les trois autres modèles nucléaires pour des neutrons incidents en s'appuyant uniquement sur la multitude de sections efficaces évaluées en dessous de  $20 \text{ MeV}$ . Dans le cas où les sections efficaces n'ont pas été évaluées pour un isotope donné dans un canal de réaction donné, un modèle nucléaire prend le relais pour simuler les collisions inélastiques. Lorsque la bibliothèque haute précision est utilisée avec un modèle nucléaire, elle est toujours prioritaire sur le modèle nucléaire dès que les sections efficaces sont disponibles.

## 5.2.2 Utilisation du télescope avec une source étendue

Les spectres de neutrons générés par les modèles nucléaires de simulations Monte-Carlo peuvent montrer des différences significatives entre eux, fonction des noyaux impliqués dans la collision et de leur énergie. Des campagnes de mesures doivent donc permettre de confronter les prédictions numériques aux mesures expérimentales. Le télescope à protons de recul, présenté dans le cadre de cette thèse, serait alors utilisé pour discriminer les modèles nucléaires, en évaluant quel(s) modèle(s) simule(nt) le mieux une réaction inélastique donnée dans la gamme d'énergie du TPR.

On propose dans cette partie l'établissement d'un protocole expérimental accessible par le TPR, permettant cette discrimination. On cherche donc à déterminer les mesures à

effectuer pour pouvoir choisir le(s) meilleur(s) modèle(s), mais aussi les conditions expérimentales optimales pour une utilisation du TPR.

L'évaluation des performances d'un modèle nucléaire se place toujours dans un cadre expérimental bien défini en choisissant :

- le type de faisceau (protons, hélium, carbone, etc.)
- l'énergie du faisceau (section efficace dépendante de l'énergie)
- le matériau qui constitue la cible, sa forme et notamment son épaisseur

Dans ce manuscrit, on présente l'étude détaillée de la mesure des neutrons secondaires produits par un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible en PMMA. Ce cas a été choisi pour préparer une future expérience auprès de l'accélérateur MEDICYC du Centre Antoine Lacassagne dans le contexte de la radioprotection en protonthérapie (section 2.3.1.c).

### 5.2.2.a Épaisseur de la cible

Plus la cible utilisée est épaisse, et plus elle permet de générer des neutrons en augmentant la probabilité de réactions inélastiques. Lorsque la cible devient suffisamment épaisse pour stopper le faisceau de particules, alors le rendement de neutrons est maximal. Dans ce cas, les neutrons ne sont plus produits à partir d'une énergie mono-énergétique de proton, mais à partir d'un continuum d'énergies allant de 0 à l'énergie du faisceau incident. Pour obtenir le spectre neutron émis à une énergie précise, il est nécessaire d'utiliser une cible fine, qui atténue peu l'énergie du faisceau. Par exemple avec un faisceau de protons de 100 MeV, une cible en PMMA de 1 mm peut être considérée comme fine car la perte d'énergie du faisceau serait inférieure à 1 MeV (un écart relatif inférieur à 1 %). Toutefois avec un faisceau de protons de 20 MeV, la même cible amènerait à une perte d'énergie d'environ 3.2 MeV (16 %) et serait alors considérée comme épaisse.

Une cible fine amène cependant à un rendement de neutrons qui est nécessairement plus faible, et le faisceau de protons sortant peut diffuser vers le détecteur. De plus le faisceau doit être stoppé par un matériau situé en bout de ligne (*beam dump*), qui peut lui même générer des neutrons et polluer le spectre mesuré.

Pour une utilisation du télescope dans ce cadre expérimental, le choix d'une cible fine pourrait être intéressant pour obtenir un spectre neutron propre à une énergie d'ion mono-énergétique. Néanmoins la diffusion du faisceau de protons avec une cible fine complique les mesures pour le TPR, car la fenêtre d'entrée du télescope permet le passage des protons de recul, tout comme celui des protons diffusés par la cible. La figure 5.6 présente un spectre proton et un spectre neutron, issus d'une simulation Monte-Carlo d'un faisceau incident de protons de 60 MeV sur une cible fine en PMMA (1 mm). La distribution des protons ne représente que l'angle de diffusion des protons provenant du faisceau (on ne considère pas les éventuels protons secondaires), et la distribution des neutrons ne sélectionne que les neutrons émis entre 4 et 30 MeV (gamme d'intérêt du TPR). Les distributions sont normalisées par stéradian et par le nombre total de protons primaires simulés. Pour les neutrons, la distribution est également normalisée par un facteur  $10^{-5}$  pour tenir compte de l'efficacité de détection moyenne du TPR avec un convertisseur de 50  $\mu\text{m}$ . Ce graphique montre à quel point les protons issus du faisceau dominent le nombre de neutrons détectés par le TPR, d'un facteur  $10^6$  à  $10^\circ$  et  $10^4$  à  $90^\circ$ . La statistique des protons au-delà de  $90^\circ$  est très faible, car la section efficace de diffusion évolue selon  $1/\sin^4(\theta/2)$  (diffusion Rutherford), mais elle reste supérieure à celle des neutrons détectés par le TPR. L'air entre la cible et le télescope peut servir à stopper les protons,

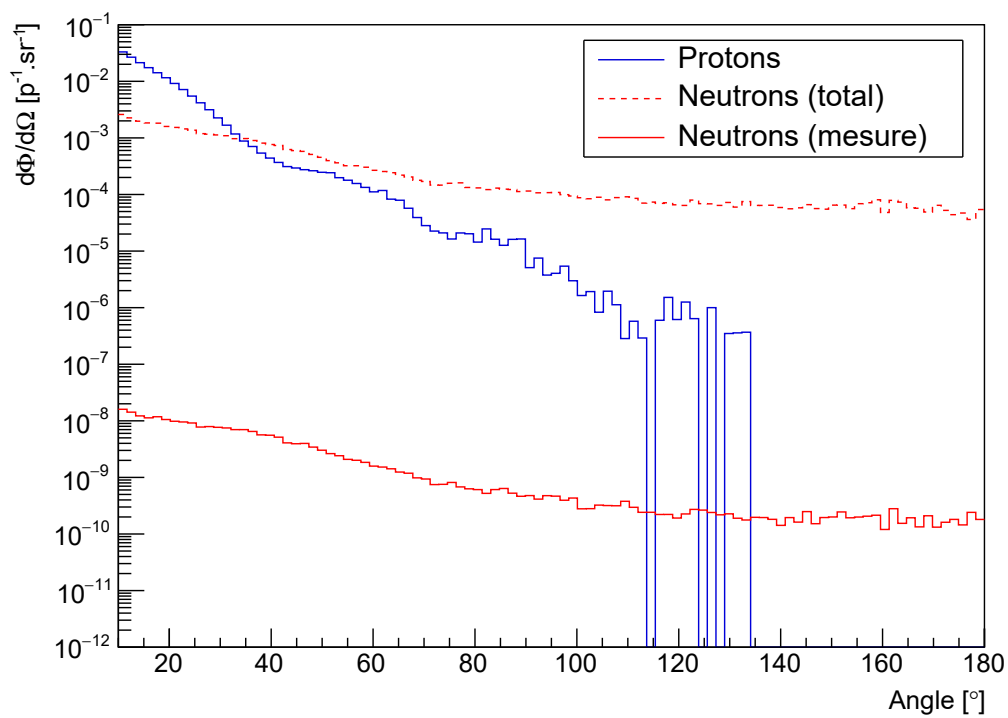


FIGURE 5.6 – Distributions angulaires de protons et de neutrons (4 à 30 MeV) par une simulation Monte-Carlo (Geant4) d’un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible fine en PMMA de 1 mm d’épaisseur. La courbe rouge continue représente le flux que mesurerait le télescope, tandis que celle en pointillés représente l’intégralité des neutrons simulés qui atteignent le détecteur.

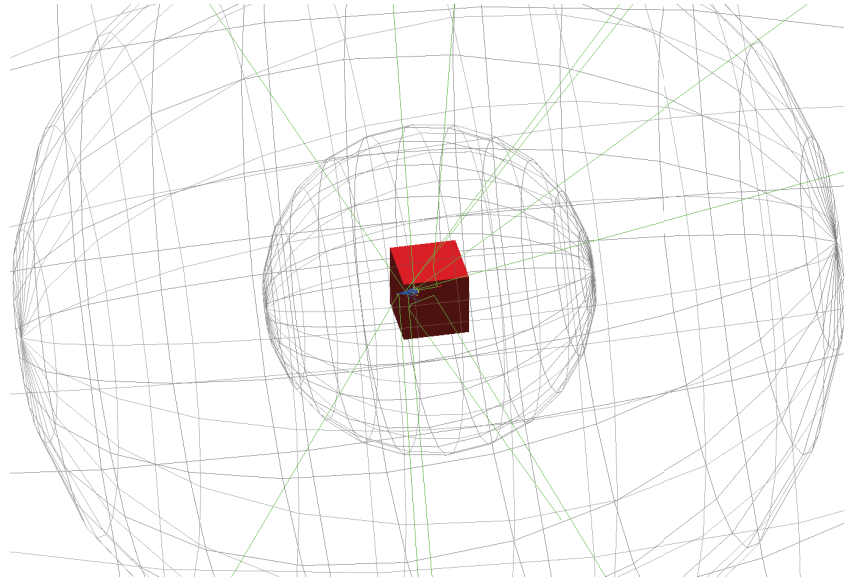


FIGURE 5.7 – Visualisation de la simulation (Geant4) d'un faisceau incident de protons de 60 MeV sur une cible cubique de PMMA ( $8 \times 8 \times 8 \text{ cm}^3$ ). Les sphères permettent l'enregistrement des données à différentes distances : 20, 50 et 100 cm.

mais il faudrait pas moins de 1.20 m pour arrêter des protons de 10 MeV, et près de 30 m pour arrêter des protons de 60 MeV, ce qui rend cette option peu réaliste. Une utilisation du TPR en cible fine nécessiterait donc de blinder le détecteur de ces protons, mais cela ferait perdre l'intérêt d'utiliser une cible fine, car le blindage lui-même deviendrait une cible génératrice de neutrons et de protons. L'air poserait le même soucis qu'un blindage lourd, car on peut estimer qu'une épaisseur d'air d'environ 8 cm génère autant de protons qu'un convertisseur en polyéthylène de  $50 \mu\text{m}$ .

Pour pouvoir utiliser le TPR dans des conditions optimales, le faisceau de protons doit être stoppé dans la cible, et pour cette raison on fera le choix d'une cible épaisse. Une exception peut être faite pour des faisceaux de protons de basses énergies (en deçà de 20 MeV), car il est possible d'utiliser du graphite comme blindage. Ce dernier permet la génération de neutrons à partir de 18 MeV seulement, car les chaleurs de réaction sont approximativement de cette valeur pour les différents canaux de production de neutrons. Ces réactions amènent au plus à des neutrons de 2 MeV avec un faisceau de 20 MeV, et ne perturbent donc pas les mesures effectuées par le TPR.

### 5.2.2.b Simulations en cible épaisse

On utilise dans cette section une cible épaisse, dont l'épaisseur est déterminée par la position du pic de Bragg dans la cible, dépendante de l'énergie du faisceau et du matériau de la cible. L'épaisseur est choisie de telle sorte à systématiquement stopper le faisceau, en prenant une épaisseur plus importante que la profondeur du pic de Bragg. Considérons dans un premier temps la configuration suivante : une cible de PMMA cubique avec une arête de 8 cm, irradiée par un faisceau de protons de 60 MeV (figure 5.7). La portée des protons de cette énergie dans le PMMA est d'environ 2.7 cm, et le faisceau est donc aisément stoppé dans le volume du cube.

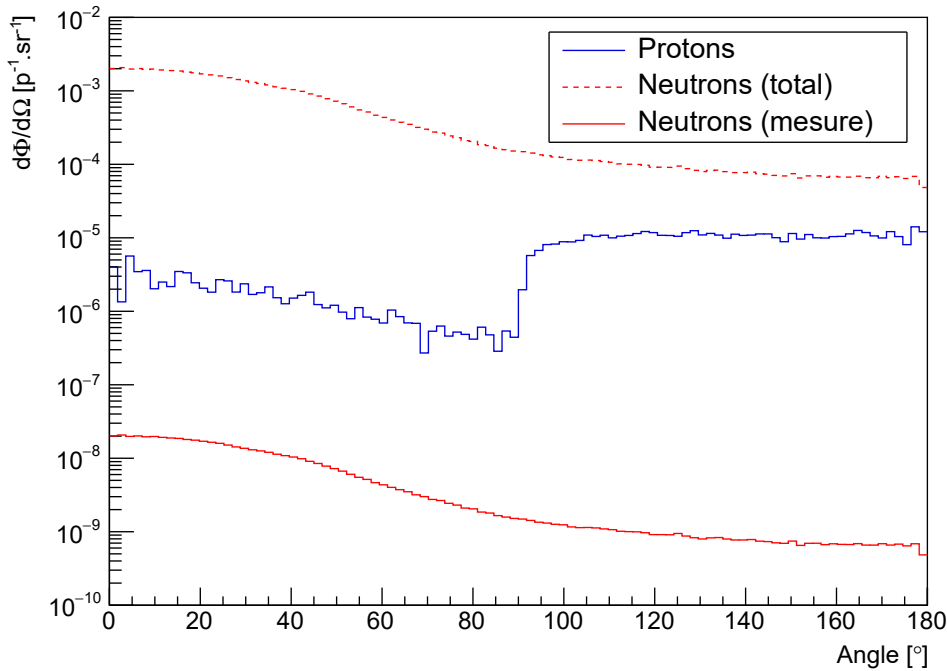


FIGURE 5.8 – Distributions angulaires de protons et de neutrons (4 à 30 MeV) par simulation Monte-Carlo (Geant4) d’un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible épaisse en PMMA de 8 cm d’épaisseur.

### Bruit de secondaires chargés

L’utilisation d’une cible épaisse empêche les protons diffusés du faisceau primaire d’atteindre le détecteur, mais il y a toujours des protons secondaires qui atteignent le télescope, comme présenté dans la figure 5.8, provenant de réactions nucléaires induites par les neutrons dans la cible. Près de 95 % des protons proviennent de la cible par le biais de réactions (n,xp), et la fraction restante est issue de réactions des neutrons dans l’air par réactions inélastiques ou élastiques. Environ 89 % des protons sont émis à plus de 90°, car le faisceau est stoppé à moins de 3 cm de profondeur sur les 8 cm de cible. Les réactions nucléaires générées à l’entrée de la cible peuvent donc contribuer directement à la distribution des protons vers l’arrière du faisceau, tandis que ceux générés en profondeur ne participent que de manière indirecte par l’intermédiaire de neutrons, d’où une composante plus faible vers l’avant. La courbe en pointillés représente la distribution de l’ensemble des neutrons émis entre 4 et 30 MeV. La quantité de neutrons est au moins supérieure d’un ordre de grandeur à celle des protons à 180°, et même supérieure d’un facteur  $10^3$  vers l’avant du faisceau. Toutefois il faut tenir compte de l’efficacité de détection du TPR (courbe rouge pleine). Cette distribution montre que le nombre de protons secondaires atteignant le TPR est systématiquement plus élevé que le nombre de protons de recul provenant du convertisseur du TPR. La situation est toujours plus favorable qu’en cible fine, où il y avait jusqu’à un rapport  $10^6$  entre le nombre de protons primaires atteignant le TPR et le nombre de protons de recul, mais il subsiste toujours un rapport  $10^2$  entre les deux distributions ce qui est trop élevé pour effectuer des mesures.

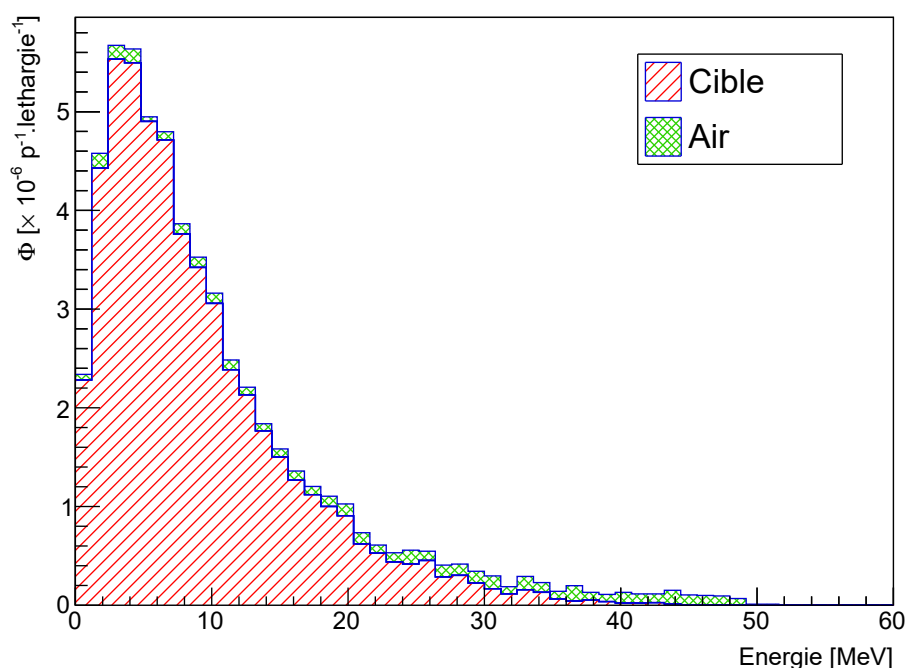


FIGURE 5.9 – Somme des spectres des protons secondaires produits dans l’air et dans la cible par simulation Monte-Carlo (Geant4) d’un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible épaisse en PMMA de 8 cm d’épaisseur, à 20 cm du centre de la cible.

### Distribution en énergie des protons secondaires

La figure 5.9 présente le spectre en énergie des protons secondaires à 20 cm du centre de la cible, dans  $4\pi$ . Environ 70 % du spectre est situé entre 5 et 25 MeV, ces évènements pouvant traverser les trois plans de capteurs CMOS et atteindre la diode, imitant ainsi la signature d’un proton de recul sans qu’il soit possible de les éliminer avec l’analyse. Le spectre des protons reste très similaire à la figure 5.9 en fonction de l’angle d’émission, mais avec une intensité très variable entre l’avant et l’arrière du faisceau (facteur 10) comme le montre la figure 5.8.

### Élimination du bruit de fond

L’utilisation d’un blindage pose le même problème qu’en cible fine : il empêche les protons de la cible d’atteindre le TPR, mais il devient lui même générateur de protons (et de neutrons). Plus l’élément choisi pour écranter les protons secondaires est lourd, plus il peut être fin ( $dE/dx \propto Z$ ) pour réduire le taux de réactions nucléaires tout en stoppant les protons émanant de la cible. Toutefois les réactions nucléaires libèrent en moyenne d’autant plus de particules secondaires qu’il y a de nucléons dans le noyau, et il n’y a alors pas véritablement de matériau optimal. Dans cet exemple, le tungstène a été choisi comme blindage mais les résultats sont similaires avec d’autres matériaux comme le plomb. La figure 5.10 présente la distribution angulaire de protons secondaires en écrantant le détecteur de la cible par une sphère de tungstène de 3.5 mm (suffisant pour arrêter des protons de 60 MeV). Comme attendu la production de protons reste supérieure au nombre de neutrons détectés. En revanche la proportion de protons a été diminuée d’un facteur 10, ce qui est loin d’être négligeable mais reste insuffisant. La figure 5.11



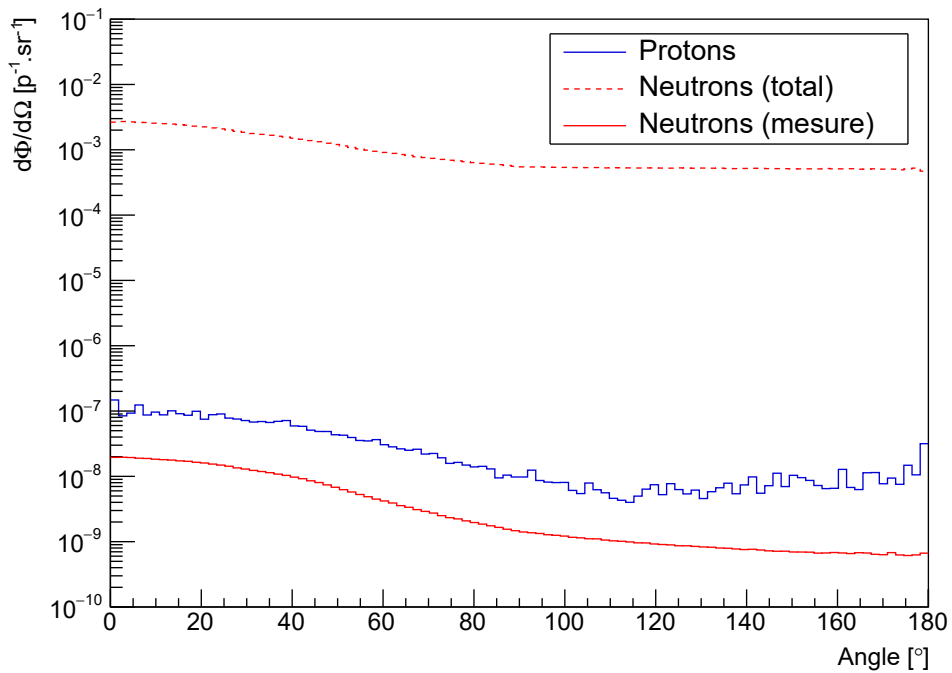


FIGURE 5.10 – Distribution des protons et neutrons secondaires issus d’une simulation Monte-Carlo (Geant4) d’un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible épaisse en PMMA de 8 cm d’épaisseur, à 20 cm du centre de la cible en incluant un blindage de tungstène de 3.5 mm.

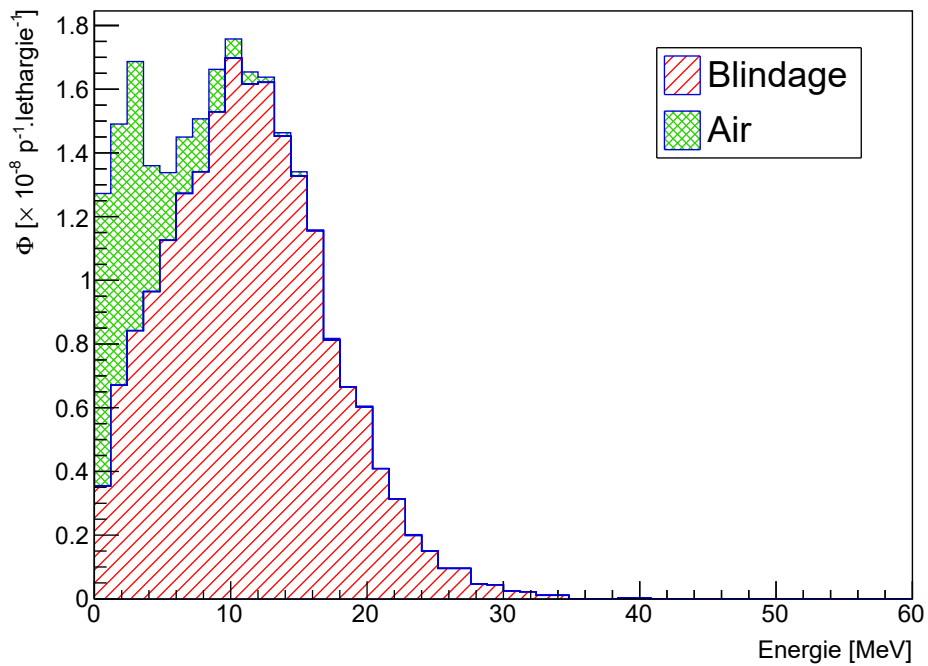


FIGURE 5.11 – Somme des spectres des protons secondaires produits dans l’air et dans le blindage de 3.5 mm par simulation Monte-Carlo (Geant4) d’un faisceau de protons de 60 MeV sur une cible épaisse en PMMA de 8 cm d’épaisseur, à 20 cm du centre de la cible.

présente le spectre des protons mesurés à 20 cm en utilisant le blindage de tungstène. Le pic situé à 3 MeV provient de protons générés dans l'air ambiant et du blindage, tandis que le second pic de haute énergie provient de protons générés dans le blindage. Le spectre est majoritairement compris entre 5 et 25 MeV, traduisant la génération de protons induite par les neutrons dans le blindage (20 à 70 fois plus épais que l'épaisseur de convertisseur).

La seule alternative pour éliminer les protons secondaires est donc l'emploi d'un détecteur fin (vêto) positionné avant le convertisseur du TPR, destiné à rejeter tous les événements mesurés dès qu'il est déclenché, tel qu'un scintillateur inorganique fin. Compte tenu de ces estimations numériques, le détecteur situé devant le TPR doit déclencher dès qu'un proton secondaire le traverse avec une efficacité d'au moins 99.9 % sans blindage, et une efficacité de 99 % avec blindage, pour avoir un rapport signal sur bruit supérieur à 10. Pour des mesures dans un futur proche, il est envisagé d'utiliser un système similaire au vêto (une diode de 65  $\mu\text{m}$ ) qui serait positionnée devant le convertisseur.

### 5.2.2.c Positionnement du détecteur

Un des points critiques pour l'utilisation du télescope avec une source de neutrons étendue est sa distance à la source, qui conditionne la distribution angulaire des neutrons interagissant avec le convertisseur. Cette distance définit ainsi la résolution en énergie, mais également le taux de comptage du télescope. Dans le chapitre 4 décrivant les performances du détecteur, un cas idéal de simulation a été considéré pour lequel l'ensemble des neutrons atteignent la surface du convertisseur de manière orthogonale. Ce cas est une bonne approximation de la réalité expérimentale dans le cadre de mesures avec une source quasi-ponctuelle, comme auprès de l'accélérateur AMANDE. Toutefois dans le cas d'un faisceau de protons avec une cible épaisse, il est tout à fait possible de générer des neutrons sur une distance de plusieurs dizaines de centimètres. Il est alors indispensable d'évaluer l'impact de la distance à la cible sur la distribution angulaire des neutrons et donc l'impact sur la résolution en énergie du détecteur.

## Méthodologie

On se place pour cette étude dans les mêmes conditions que la simulation décrite dans la section 5.2.2.b (protons de 60 MeV sur une cible en PMMA cubique de  $8 \times 8 \times 8 \text{ cm}^3$ ). Les informations de simulation sur les particules qui atteignent la sphère ( $R=20 \text{ cm}$ ) centrée sur la cible sont les suivantes : la position de la particule, sa direction, son énergie cinétique, sa provenance et enfin s'il s'agit d'un proton ou d'un neutron. Dans le but d'évaluer les résultats attendus d'une configuration expérimentale donnée, on choisit un angle de mesure, une position du détecteur, et une distance de la mesure. Toutefois la fenêtre d'entrée du détecteur ne mesure que  $1 \text{ cm}^2$ , ce qui amène à une faible statistique pour des distances de plusieurs dizaines de centimètres. On considère alors plutôt une section de cône :

- dont l'axe est celui du faisceau ( $z$ )
- avec une ouverture angulaire ( $\varphi$ ) dépendante de l'angle de mesure ( $\theta$ ) souhaité :  $\varphi = \pi/2 - \theta$
- dont le sommet ( $z_s$ ) dépend de l'angle de la mesure, du point de l'axe du faisceau visé ( $z_0$ ) et de sa distance ( $d$ ) :  $z_s = z_0 + d/\cos(\theta)$

Il existe alors un unique cône avec ces caractéristiques, qui va être translaté le long de son axe pour calculer la distribution angulaire des neutrons à différentes positions. De plus,

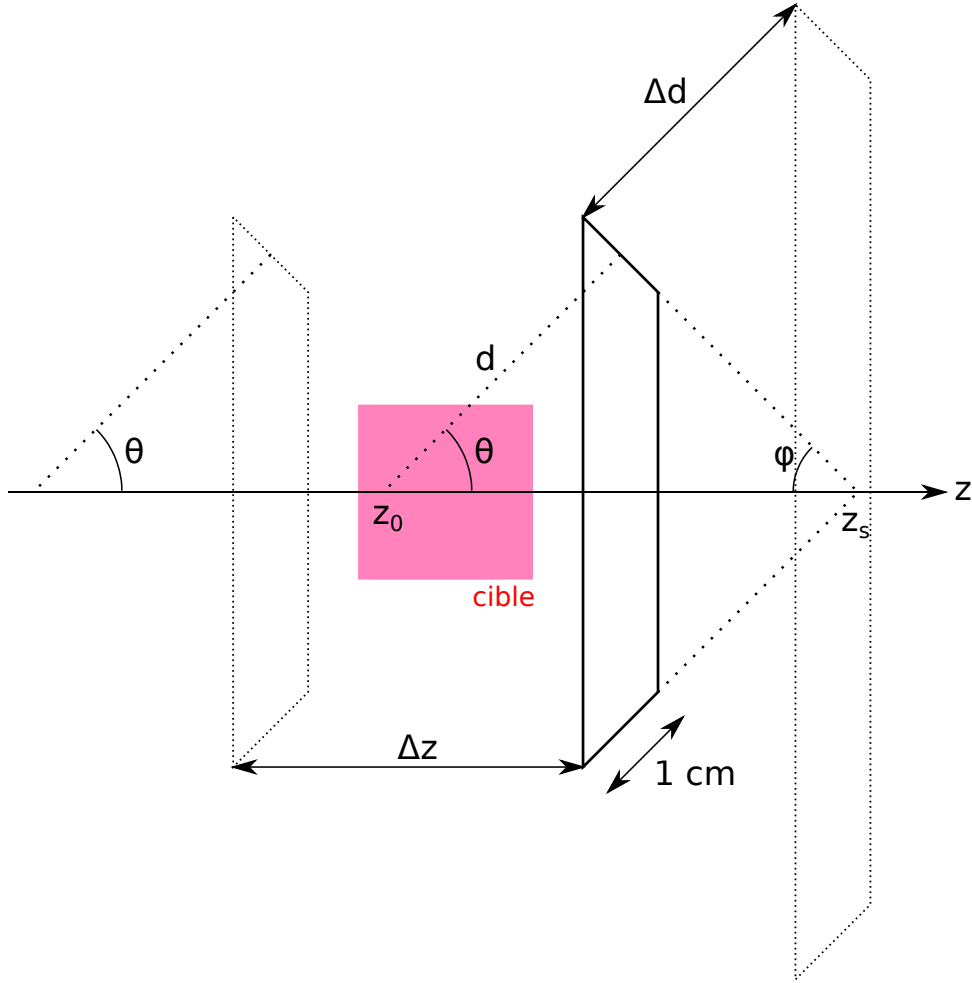


FIGURE 5.12 – Schéma de la section de cône utilisée pour sélectionner les données de simulation. Elle est translatée ( $\Delta z$ ) selon  $z$  pour déterminer la position de mesure optimale  $z_m = z_0 + d \cdot \cos \theta$ , et aussi pour modifier la distance de la mesure ( $\Delta d$ ).

la distance de mesure peut également être ajustée pour évaluer les bénéfices à éloigner le détecteur pour la résolution en énergie mesurée (figure 5.12). La position de la section de cône est alors donnée par  $z_m = z_0 + d \cdot \cos \theta$ . La trajectoire des particules mesurées sur la sphère de détection sont extrapolées pour déterminer leur position à la surface de chaque cône de paramètres  $(z_0, \theta, d)$ , ce qui revient à résoudre l'équation paramétrique suivante en  $\lambda$  pour chaque particule :

$$\lambda^2 \left( m_x^2 + m_y^2 - \frac{m_z^2}{\tan^2 \theta} \right) + 2\lambda \left( m_x x + m_y y - \frac{m_z(z_s - z)}{\tan^2 \theta} + \frac{z_0}{\tan \theta} \right) + \left( x^2 + y^2 - \frac{(z_s - z)^2}{\tan^2 \theta} \right) = 0$$

avec  $\vec{m}(m_x, m_y, m_z)$  la direction de la particule et  $\vec{p}(x, y, z)$  sa position. La position extrapolée de chaque particule à la surface du cône est alors donnée par le vecteur :

$$\vec{p}' = \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x + \lambda m_x \\ y + \lambda m_y \\ z + \lambda m_z \end{bmatrix}$$

La solution ayant un sens physique est sélectionnée, et dans le cas où il n'y en a pas ( $|z'| > |z_s|$  par exemple), alors la particule ne contribue pas à la distribution des angles

d'incidence. Pour déterminer si la particule atteint la section de détection, il suffit de vérifier si sa composante  $z'$  vérifie la condition suivante :

$$-0.5 \text{ cm} \cdot \sin \theta < z' - z_m < 0.5 \text{ cm} \cdot \sin \theta$$

L'angle d'incidence du neutron est ensuite calculé en effectuant le produit scalaire du vecteur normal ( $\vec{n}_z$ ) à la surface du cône où la particule est extrapolée, et du vecteur  $\vec{m}$  définissant sa direction. Le vecteur  $\vec{n}_z$  est donné avant normalisation par :

$$\vec{n}_z = \left( x', y', \frac{x'^2 + y'^2}{z_s - z'} \right)$$

L'angle est signé selon la provenance de la particule : si la composante  $z$  de la direction du neutron est inférieure à la composante  $z$  du vecteur normal  $\vec{n}_z$ , alors il est positif, sinon négatif. On définit également les vecteurs  $\vec{n}_x$  et  $\vec{n}_y$ , qui forment une base orthonormée avec  $\vec{n}_z$ . Ils sont données avant normalisation par :

$$\begin{aligned} \vec{n}_x &= (x', y', z' - z_s) \\ \vec{n}_y &= \vec{n}_z \times \vec{n}_x = \left( -y'(z_s - z') - y' \frac{x'^2 + y'^2}{z_s - z'}, x'(z_s - z') + x' \frac{x'^2 + y'^2}{z_s - z'}, 0 \right) \end{aligned}$$

En récupérant l'information de l'angle d'incidence des neutrons à une distance donnée, un angle de diffusion des protons de recul ( $\theta_{\text{tpr}}$ ) est simulé en tirant aléatoirement un dépôt d'énergie dans le premier capteur CMOS ( $x_1, y_1$ ) puis dans le dernier ( $x_3, y_3$ ). L'angle de diffusion réel ( $\theta_{\text{lab}}$ ) est connu grâce à la connaissance de l'angle d'incidence des neutrons, et l'énergie du proton simulée au moment de la collision est donnée par  $E_p = E_n^{\text{simu}} \cdot \cos^2 \theta_{\text{lab}}$ . L'énergie reconstruite par le télescope dans l'hypothèse d'un faisceau sous incidence normale est alors donnée par :

$$E_n^{\text{mes}} = E_n^{\text{simu}} \cdot \left( \frac{\cos \theta_{\text{lab}}}{\cos \theta_{\text{tpr}}} \right)^2 = E_n^{\text{simu}} \cdot \left( m'_x \cdot \frac{x_3 - x_1}{12 \text{ mm}} + m'_y \cdot \frac{y_3 - y_1}{12 \text{ mm}} + m'_z \right)^2 \quad (5.5)$$

avec  $\vec{m}'(m'_x, m'_y, m'_z)$  la direction du neutron, donnée dans le référentiel du télescope défini par les vecteurs  $(\vec{n}_x, \vec{n}_y, \vec{n}_z)$ <sup>1</sup>.

## Résolution en énergie

La figure 5.13 présente un exemple de distribution de l'angle d'incidence des neutrons compris entre 4 et 30 MeV à 90° et 25 cm du faisceau de protons, à  $z_m = z_0 = 0$  (orienté vers le centre de la cible). On remarque la présence de deux populations d'événements de part et d'autre de l'angle d'incidence nul. Le pic localisé aux angles négatifs est majoritaire et provient des neutrons directement générés par le faisceau de protons. La cible modélisée est épaisse et le faisceau est stoppé avant le centre de la cible, ce qui explique que ces neutrons ont systématiquement un angle d'incidence négatif. L'autre composante aux angles négatifs provient des neutrons qui interagissent dans la cible et atteignent le détecteur après avoir subi des collisions élastiques, et sont donc naturellement moins nombreux. La contribution des angles positifs d'autant plus faible que le détecteur est positionné après la face d'entrée de la cible.

1. Le calcul de la relation entre  $\theta_{\text{tpr}}$  et  $\theta_{\text{lab}}$  est explicité dans la section 6.2.

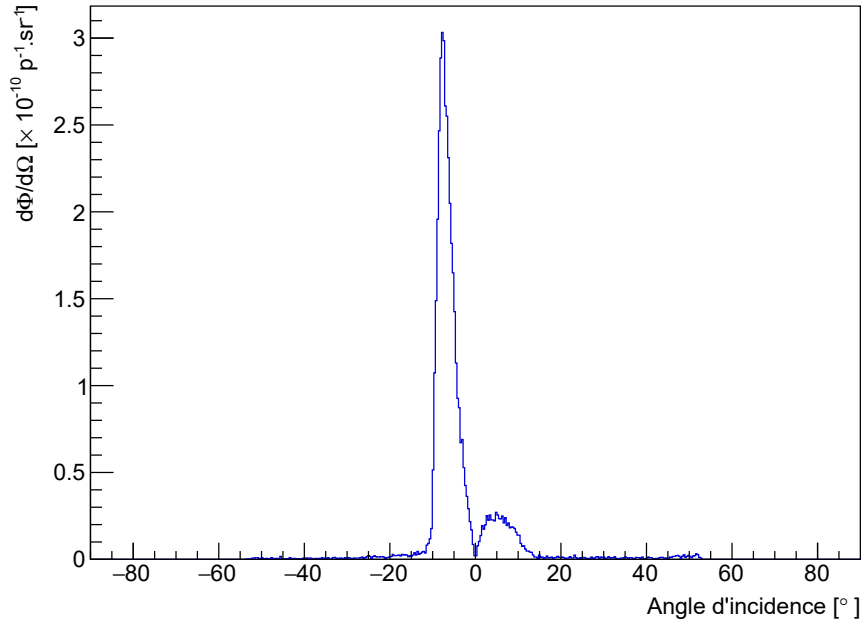


FIGURE 5.13 – Distribution de l’angle d’incidence des neutrons de 4 à 30 MeV à 90° et 25 cm du faisceau de protons (60 MeV), avec le détecteur orienté vers le centre de la cible épaisse de PMMA (8 cm), par simulation en Geant4.

La figure 5.14 présente la valeur moyenne de l’angle d’incidence (noir) et l’angle du maximum de la distribution (rouge) en fonction de la position du détecteur le long de l’axe du faisceau, toujours à un angle de 90° et à 25 cm du faisceau. Le pic principal est centré sur 0° vers  $-3.5$  cm (figure 5.15), soit à 5 mm de la face avant de la cible, ce qui correspond à la position optimale des mesures avec le TPR pour minimiser l’impact de l’angle d’incidence des neutrons sur la résolution en énergie du télescope, lorsque le détecteur est à 90°. À partir de ces informations, l’outil mis en place permet de connaître la position de mesure optimale pour le télescope. Cette méthodologie est applicable pour chaque matériau de cible, énergie du faisceau, et angle de mesure, afin de déterminer la position qui biaise le moins possible l’énergie reconstruite des neutrons. Une fois la position de détection optimale déterminée, il ne reste plus qu’à estimer l’impact de la distance du télescope à la cible sur la résolution en énergie des neutrons.

En appliquant cette méthodologie à la simulation précédente, à une distance de 25 cm, à 90°, on montre que la position optimale en visant à 5 mm de l’entrée de la cible en PMMA, soit  $-3.5$  cm par rapport au centre de la cible (figure 5.16). Ce spectre des neutrons reconstruits est obtenu en faisant l’hypothèse que la seule source d’incertitude est l’angle d’incidence des neutrons. La largeur à mi-hauteur a été estimée à 35 keV, soit une résolution en énergie de 0.7% à 5 MeV. Cette résolution est au pire égale à celle provenant de l’hypothèse  $e/2$  pour l’estimation des pertes d’énergie avec un convertisseur de 50  $\mu\text{m}$  (figure 4.17). Avec un convertisseur plus épais, l’incertitude provenant de l’angle d’incidence des neutrons est donc tout à fait négligeable comparée à celle issue de l’épaisseur de convertisseur. De plus, la configuration testée ici est très défavorable car le télescope est positionné relativement proche du faisceau (25 cm). Les résultats obtenus montrent ainsi que dans cette configuration, la source de neutrons peut être considérée comme ponctuelle au moins à partir de cette distance, car l’incidence affecte peu la résolution

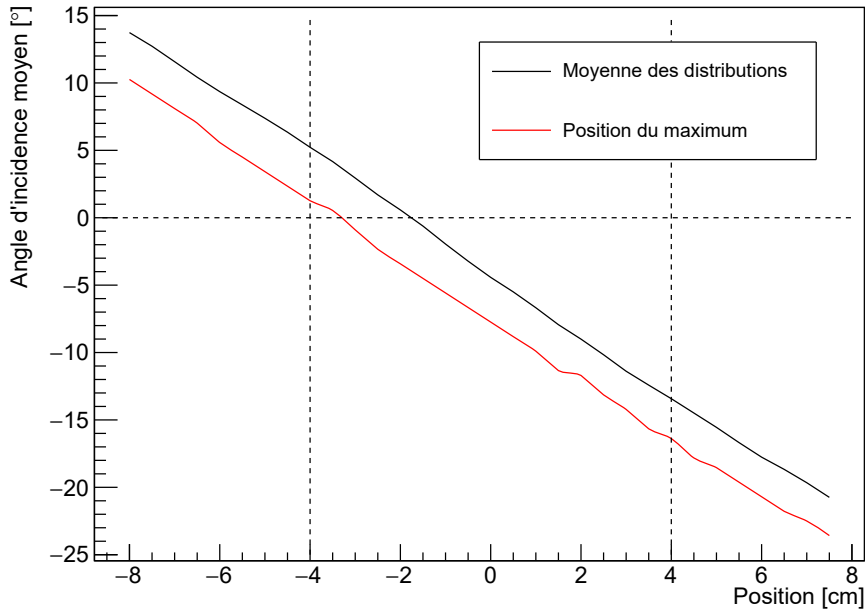


FIGURE 5.14 – Angle d’incidence moyen des neutrons de 4 à 30 MeV à  $90^\circ$  et 25 cm du faisceau de protons (60 MeV), en fonction de la position du détecteur. En noir : moyenne des distributions, en rouge : angle correspondant au maximum des distributions. Les courbes pointillées verticales représentent le volume de la cible.

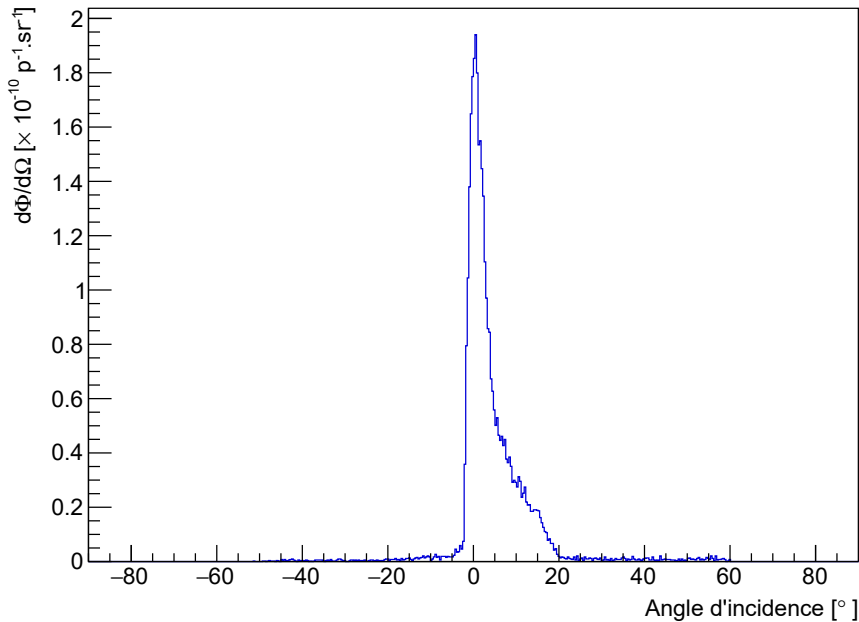


FIGURE 5.15 – Distribution de l’angle d’incidence des neutrons de 4 à 30 MeV à  $90^\circ$  et 25 cm du faisceau de protons (60 MeV), en positionnant le détecteur à  $z_0 = z_m = -35$  mm (5 mm de la face avant de la cible).

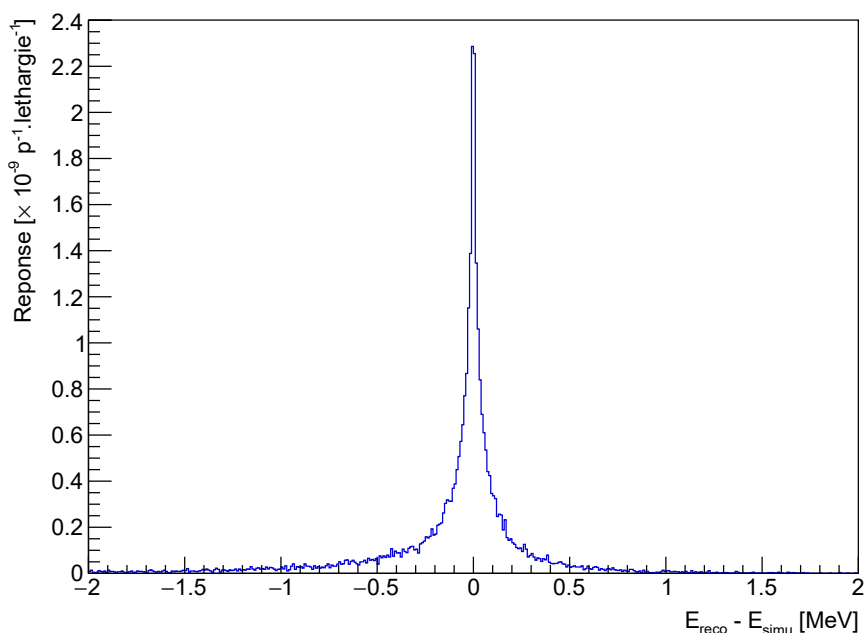


FIGURE 5.16 – Reconstructions des neutrons à  $90^\circ$  à 25 cm du faisceau, en visant à 5 mm de l’entrée de la cible par simulation (Geant4). Seulement l’incertitude sur l’angle d’incidence des neutrons est considérée.

en énergie du télescope à protons de recul. La résolution s’améliore à 0.5 % dès 40 cm, et devient inférieure à 0.4 % à partir de 60 cm.

## Synthèse

De manière générale, pour effectuer une mesure dans un contexte expérimental donné avec le télescope à protons de recul, il est alors nécessaire :

- d’effectuer une simulation Monte-Carlo modélisant l’intégralité de l’expérience
- d’évaluer pour un angle de détection donné la position de mesure optimale qui minimise l’erreur de mesure sur l’angle d’incidence des neutrons
- d’estimer la distance à partir de laquelle l’incertitude sur l’angle d’incidence des neutrons devient acceptable

Au sein d’une même configuration expérimentale (énergie faisceau et cible fixées), le point de visée optimale est relativement indépendant de la position du TPR, ce qui permet de le déterminer à seulement un angle ( $90^\circ$  par exemple). Autour du point de visée optimal, la résolution en énergie à une distance donnée est peu dépendant de l’angle de la mesure. Par exemple à  $45^\circ$  et à 25 cm, la résolution en énergie provenant de l’incertitude sur l’angle d’incidence des neutrons est de 0.6 %, contre 0.7 % à la même distance à  $90^\circ$ .

En plus de la question de l’angle d’incidence des neutrons et de la résolution en énergie qui en découle, l’une des préoccupations est le taux de comptage du télescope à protons de recul. Il peut être estimé lui aussi à partir de la modélisation Monte-Carlo du détecteur et de la configuration expérimentale (énergie du faisceau, matériau de la cible), comme discuté dans la section 4.2.

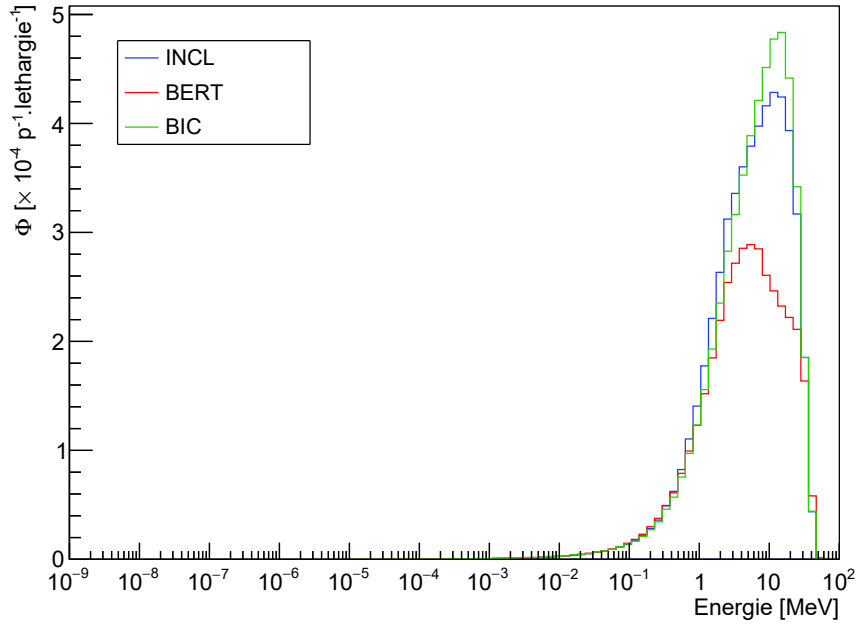


FIGURE 5.17 – Spectres simulés (Geant4) des neutrons secondaires émis par différents modèles nucléaires, pour un faisceau de protons de 65 MeV sur une cible en PMMA.

### 5.2.3 Protocole expérimental

Les modèles nucléaires présentés dans la section 5.2.1 permettent de calculer des distributions de neutrons secondaires qui peuvent, selon les cas de figure, être différentes d'un modèle à l'autre. Des simulations Monte-Carlo proches de l'exemple décrit à la section précédente ont ainsi été réalisées afin de mettre ces différences en évidence pour la production de neutrons secondaires, dans le but de déterminer un protocole expérimental permettant de discriminer expérimentalement les modèles nucléaires disponibles dans le code de simulation Geant4. Ces simulations s'inscrivent dans l'objectif de réaliser une future expérience auprès de l'accélérateur MEDICYC du Centre Antoine Lacassagne (section 2.3.1.c), délivrant un faisceau de protons de 60 MeV. Une cible épaisse de PMMA ( $4 \times 4 \times 4 \text{ cm}^3$ ) est irradiée par des protons de 60 MeV, en testant les trois modèles nucléaires (Bertini, BIC, INCL) avec la librairie haute précision.

La figure 5.17 présente les spectres neutrons complets (à tous les angles) issus de ces simulations pour les trois modèles nucléaires. L'absence d'une composante thermique est notable, car l'épaisseur de cible n'est pas suffisante pour laisser la possibilité à une partie des neutrons rapides de se thermaliser avant d'atteindre la sphère de détection, et les murs bétonnés de la salle d'expérience ne sont pas simulés. Les spectres des neutrons émis sont alors composés en large majorité de neutrons rapides, où des différences significatives entre les modèles peuvent être observées. Les distributions présentent des maxima respectivement à 5, 10 et 11 MeV respectivement pour les modèles BERTINI, INCL et BIC. La gamme de détection du TPR semble donc très bien adaptée pour ce type de configuration. La figure 5.18 présente les distributions angulaires des neutrons compris de 5 à 20 MeV pour les trois modèles nucléaires. La figure 5.19 présente le rapport des spectres mesurés à  $25^\circ$  et  $120^\circ$  pour les trois modèles nucléaires. On remarque là aussi que la forme des distributions angulaires sont très différentes. Un critère de discrimination



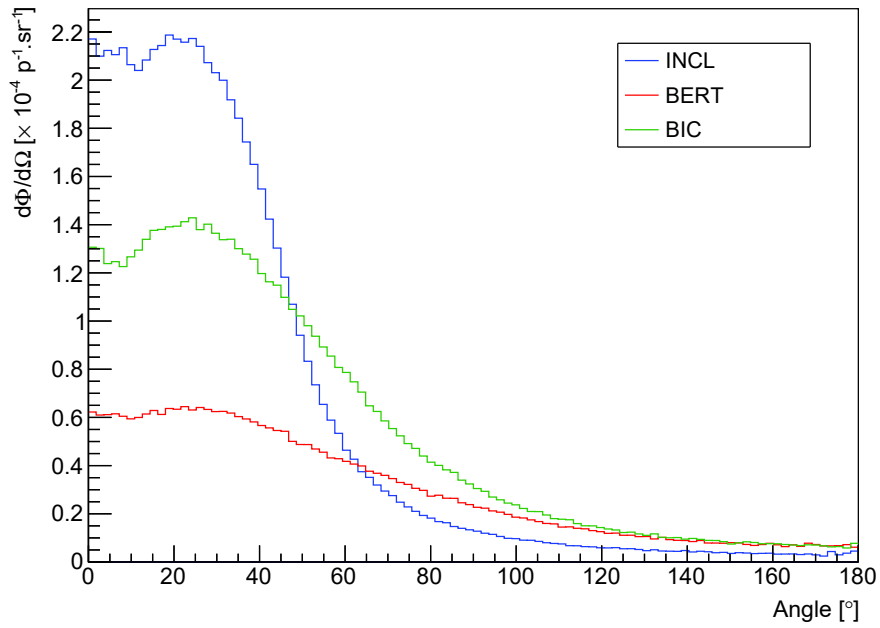


FIGURE 5.18 – Distributions angulaires des neutrons secondaires de 5 à 20 MeV produits par simulation (Geant4) d'un faisceau de protons de 65 MeV sur une cible en PMMA.

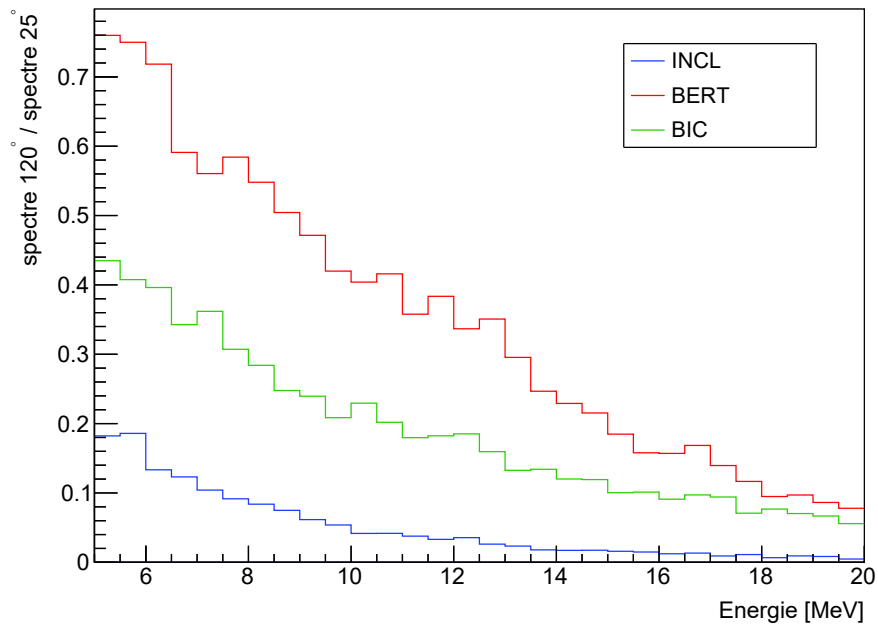


FIGURE 5.19 – Rapport des spectres à 120° et 25° des neutrons secondaires de 5 à 20 MeV produits par simulation (Geant4) d'un faisceau de protons de 65 MeV sur une cible en PMMA.

des modèles pouvant donc être trouvés en effectuant des acquisitions à deux angles comme  $25^\circ$  où les spectres sont maximaux, et  $120^\circ$  où ils sont minimaux. Le rapport des spectres mesurés pourrait alors être comparé aux prédictions théoriques pour déterminer quel modèle nucléaire reproduit le mieux les données expérimentales. Les rapports de spectres présentent l'avantage de ne pas avoir à corriger les spectres par l'efficacité du télescope pour établir un critère de discrimination. Une expérience permettrait ainsi d'obtenir une courbe similaire et de la comparer directement à celles des modèles nucléaires. En pratique il serait intéressant de faire ces mesures à plusieurs angles, afin d'avoir plusieurs points de comparaisons. À partir des résultats de simulation de la section 5.2.2.c, les mesures doivent s'effectuer autour du point situé à 5 mm de l'entrée de la cible le long de l'axe du faisceau afin de réduire l'incertitude sur la mesure de l'énergie des neutrons. Les mesures peuvent s'effectuer à partir d'une vingtaine de centimètres de ce point. À la distance de 25 cm, les distributions angulaires (figure 5.18) permettent d'estimer un flux de neutrons mesurés par le télescope de  $2 \times 10^{-12} \text{ n} \cdot \text{p}^{-1}$  à  $25^\circ$ , et de  $2 \times 10^{-13} \text{ n} \cdot \text{p}^{-1}$  à  $120^\circ$ . Avec la version actuelle du télescope, l'intensité du faisceau incident pourrait être aussi élevée que 200 nA (soit  $1 \times 10^{12} \text{ p} \cdot \text{s}^{-1}$  pour un maximum de  $100 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ), ce qui amènerait à un taux de comptage de  $120 \text{ n} \cdot \text{min}^{-1}$  à  $25^\circ$  et de  $12 \text{ n} \cdot \text{min}^{-1}$  à  $120^\circ$ . Avec la version finale du détecteur qui opérera à une fréquence de lecture de  $12 \mu\text{s} \cdot \text{frame}^{-1}$ , pour la même intensité du faisceau et taux de comptage, on aurait  $4 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  ce qui correspond à un bruit de fond facilement gérable.

L'étude réalisée montre ainsi qu'il est possible d'utiliser le télescope à protons de recul développé dans le cadre de cette thèse auprès de cyclotrons, tel que le MEDICYC du Centre Antoine Lacassagne, pour effectuer des mesures de neutrons en champs intenses. Ces prises de données permettront de discriminer les modèles nucléaires utilisés dans les codes Monte-Carlo (tel que Geant4) pour la production de neutrons secondaires dans la gamme d'énergie d'intérêt du TPR. Des applications en protonthérapie autour de 60 MeV sont donc d'ores et déjà envisageables. Pour ouvrir encore plus le champ des applications, il est cependant intéressant de réfléchir à des améliorations futures visant à étendre ses capacités vers les plus hautes énergies de neutrons (100 à 200 MeV).

# Chapitre 6

## Améliorations du télescope à protons de recul

Le télescope à protons de recul développé par le groupe DeSIs est un instrument intéressant par sa compacité, résolution en énergie et sa capacité à fonctionner à des hauts flux de neutrons jusqu'à environ  $1 \times 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Néanmoins il est peu efficace compte tenu du volume de convertisseur utilisé, sachant que l'épaisseur de ce dernier ne peut pas être augmentée en champs de neutrons poly-énergétiques au risque de surestimer systématiquement la composante basse énergie du spectre neutron. Concernant la gamme d'énergie du TPR, la limite haute énergie estimée à 30 MeV provient de plusieurs facteurs, notamment l'impossibilité pour les FastPixN de mesurer des dépôts d'énergie de protons aussi faibles. De plus des protons au-delà de cette énergie sont en mesure de traverser complètement la diode, n'effectuant qu'un dépôt d'énergie partiel. Enfin la diminution de la section efficace de réaction élastique  $^1\text{H}(n,p)$  rend la détection de neutrons de plus hautes énergies de moins en moins probable, nécessitant un convertisseur plus épais au détriment de la résolution en énergie et de la précision sur l'énergie reconstruite de la composante basse énergie. Dans l'objectif de pallier à ces problèmes, je propose dans ce chapitre différentes idées d'optimisation du TPR pour étendre sa gamme d'énergie et maximiser son efficacité tout en conservant la meilleure résolution en énergie possible.

### 6.1 Convertisseur scintillant

L'une des principales sources d'incertitude pour la reconstruction de l'énergie des neutrons est l'épaisseur du convertisseur (section 4.4). Choisir un convertisseur épais (plusieurs centaines de micromètres) permet d'améliorer l'efficacité de détection au détriment de la résolution en énergie, due à la méconnaissance de l'énergie perdue par le proton de recul dans le convertisseur. L'une des pistes d'amélioration du TPR consisterait alors à remplacer le convertisseur en polyéthylène par un convertisseur actif, un scintillateur plastique, permettant une meilleure estimation des pertes d'énergie du proton de recul. Il est important que le scintillateur soit organique (présence d'hydrogène) pour être en mesure de générer des protons de recul. Une étude rapide de cette solution montre cependant que la résolution en énergie d'un scintillateur plastique est autour de 10% dans la gamme d'intérêt (5 à 20 MeV), ce qui est supérieur à l'incertitude apportée par l'approximation  $e/2$  pour l'estimation des pertes d'énergie (section 4.4.2.c). Il n'y a donc pas d'intérêt à exploiter directement la mesure d'énergie du scintillateur. La piste privilégiée serait l'utilisation d'une succession de scintillateurs, pour obtenir une information plus

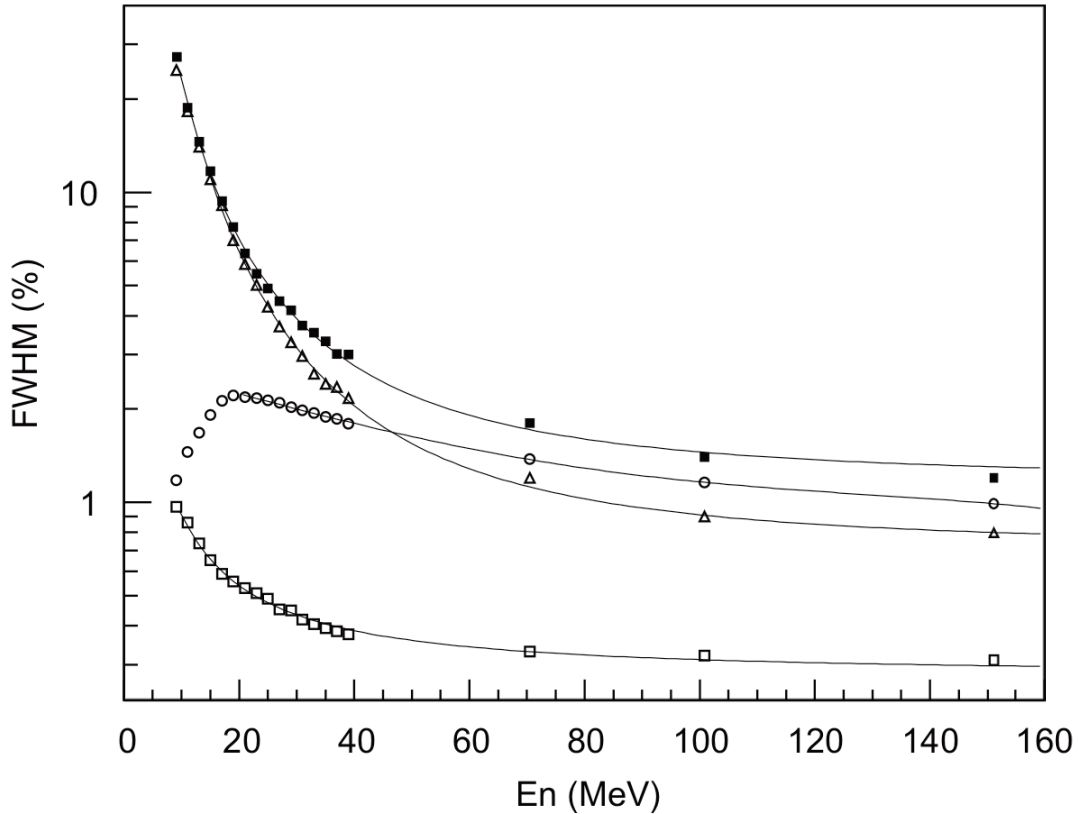


FIGURE 6.1 – Résolution en énergie du détecteur décrit par Donzella et al. [49]. La résolution totale est représentée par les carrés pleins, l’incertitude provenant du convertisseur est représentée par des triangles, celle du scintillateur par des cercles, et la dépendance angulaire par des carrés vides.

précise sur la position de génération des protons de recul. Cela permettrait d’appliquer l’hypothèse  $e/2$  avec moins d’incertitudes en connaissant les volumes de scintillateurs qui ont été traversés par le proton de recul.

Cette idée a été explorée par Donzella et al. [49] pour un télescope à protons de recul développé dans le cadre de la mesure de flux de neutrons et de sections efficaces. Le dispositif repose sur 5 scintillateurs plastiques de 400  $\mu\text{m}$  d’épaisseur, suivis de deux plans de détecteurs silicium puis d’un scintillateur  $\text{ScI}(\text{Tl})$  épais pour la mesure de l’énergie des protons. Les scintillateurs sont placés les uns à la suite des autres, pour une épaisseur totale de 2 mm, et servent à la fois de convertisseur et de détecteur. Ce design permet la mesure de neutrons allant de 2 à 160 MeV. Toutefois ce télescope souffre d’une mauvaise résolution en énergie dans la gamme d’énergie visée par le TPR, allant de 20 à 7 % respectivement de 5 à 20 MeV. Cela s’explique par la segmentation des scintillateurs avec une épaisseur de 400  $\mu\text{m}$ , qui ne permet pas de gain sur la résolution aux basses énergies car l’incertitude sur l’estimation des pertes d’énergie dans un convertisseur aussi épais est importante en utilisant l’hypothèse  $e/2$ . Cette segmentation ne devient véritablement bénéfique que pour les hautes énergies de neutrons, à partir d’environ 20 MeV et au-delà. La figure 6.1 montre que le convertisseur est la source principale d’incertitude jusqu’à 40 MeV, où la résolution en énergie du scintillateur devient le facteur d’incertitude dominant.

Afin d’évaluer les gains possibles de l’utilisation d’un empilement de scintillateurs pour

notre TPR, des simulations Monte-Carlo ont été réalisées : le convertisseur en polyéthylène est remplacé par un matériau de composition similaire au EJ-212 (de Eljen Technology), d’une épaisseur totale de 4 mm et de densité  $1.023 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Une table du pouvoir d’arrêt de ce matériau a été générée avec Geant4, et est utilisée pour l’estimation des pertes d’énergie dans les scintillateurs. Les simulations sont effectuées avec des neutrons mono-énergétiques, de 5 à 20 MeV avec cette unique épaisseur de convertisseur. La segmentation du détecteur est réalisée pendant l’analyse des données, à partir de la position de génération des protons dans le convertisseur. De manière générale pour  $N$  scintillateurs d’épaisseur  $e$ , si les  $k < N$  derniers scintillateurs sont déclenchés, alors la distance  $z$  de parcours du proton dans les scintillateurs est estimée à  $(k - 0.5) \cdot e$ . Avec une même épaisseur totale de polyéthylène ( $N \cdot e$ ), cette estimation serait de  $N \cdot e/2$ . Le gain sur la résolution spatiale de la position de génération du proton évolue alors selon  $1/N$  en utilisant un système actif plutôt que passif de même épaisseur.

### 6.1.1 Structure du convertisseur

Afin de maintenir une bonne résolution aux basses énergies (en dessous de 10 MeV), il est nécessaire d’avoir des scintillateurs suffisamment fins. Il existe des scintillateurs commercialisés avec une épaisseur aussi fine que  $25 \mu\text{m}$ , comme le EJ-214, mais il est possible d’en fabriquer des bien plus fins, en dessous de  $10 \mu\text{m}$  [39]. Pour des films fins, le couplage optique au photomultiplicateur est assuré au moyen de guides plastiques (figure 6.2) pour lesquels il existe différentes techniques de fabrication bien établies [50][51]. La figure 4.17 montre toutefois qu’il est possible d’atteindre une résolution en énergie inférieure à 5 % à toutes les énergies avec un convertisseur de  $50 \mu\text{m}$ , et il n’est donc pas nécessaire d’utiliser une segmentation des scintillateurs plus fine. Une épaisseur de conversion totale de 4 mm nécessiterait pas moins de 80 scintillateurs de  $50 \mu\text{m}$ , chacun avec leur photomultiplicateur, ce qui est techniquement complexe à réaliser.

Heureusement la segmentation des scintillateurs n’a pas besoin d’être constante : plus l’énergie des protons est élevée (et plus ils peuvent être générés profondément dans le convertisseur), et moins il y a besoin d’un convertisseur fin. En effet le pouvoir d’arrêt d’un matériau décroît avec l’énergie de la particule, et une même erreur  $\Delta x$  sur la position de génération du proton a un impact moins important sur l’incertitude des pertes d’énergie lorsque l’énergie du proton augmente.

La structure proposée ici pour le convertisseur est un empilement de 8 scintillateurs d’épaisseurs croissantes (figure 6.3) de 50, 100, 200, 300, 500, 700, 1000 puis  $1150 \mu\text{m}$  (pour une épaisseur totale de 4 mm). Les plus fins sont les plus proches des capteurs CMOS, et sont destinés à la mesure des neutrons les moins énergétiques.

### 6.1.2 Résolution en énergie

En utilisant la structure de convertisseur décrite dans la section 6.1.1, on obtient la figure 6.4 qui présente la résolution du TPR avec ce convertisseur. L’objectif d’utiliser le moins de scintillateurs possible tout en conservant une résolution en énergie inférieure à 5 % est atteint. Les fluctuations de la résolution en énergie proviennent de la structure du convertisseur, où l’hypothèse  $e/2$  surestime l’énergie de certains neutrons. L’énergie et l’intensité des ces fluctuations sont entièrement dépendantes de la structure du convertisseur. Cet effet a été calculé par intégration du pouvoir d’arrêt et présenté dans la figure 6.5. Cette dernière est obtenue en considérant pour une énergie de neutron donnée

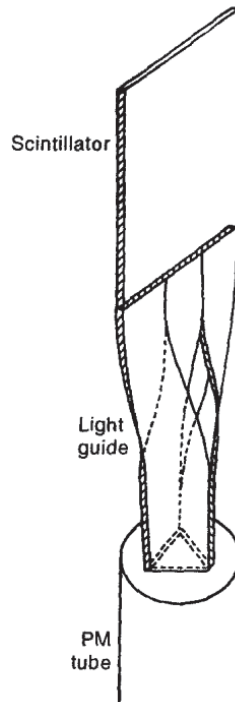


FIGURE 6.2 – Couplage optique réalisé entre un scintillateur fin et un photomultiplicateur (PM) au moyen de guides de lumières pliés pour converger sur le PM [39].

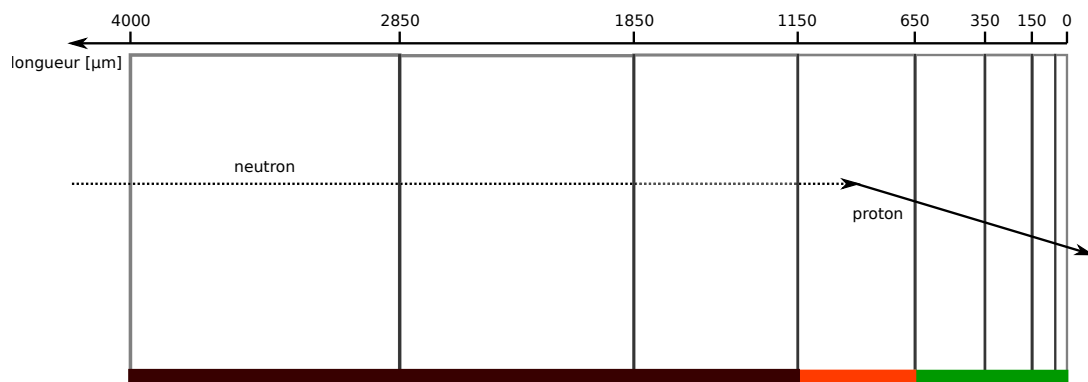


FIGURE 6.3 – Schéma de la structure simulée du convertisseur par un assemblage de scintillateurs. Dans cet exemple, la zone verte représente la portion de convertisseur que le proton a traversé avec certitude. La zone orangée correspond à l'épaisseur où il y a une incertitude liée à la position de génération du proton. La zone brune n'émet aucun signal, donc le proton ne l'a pas traversée.

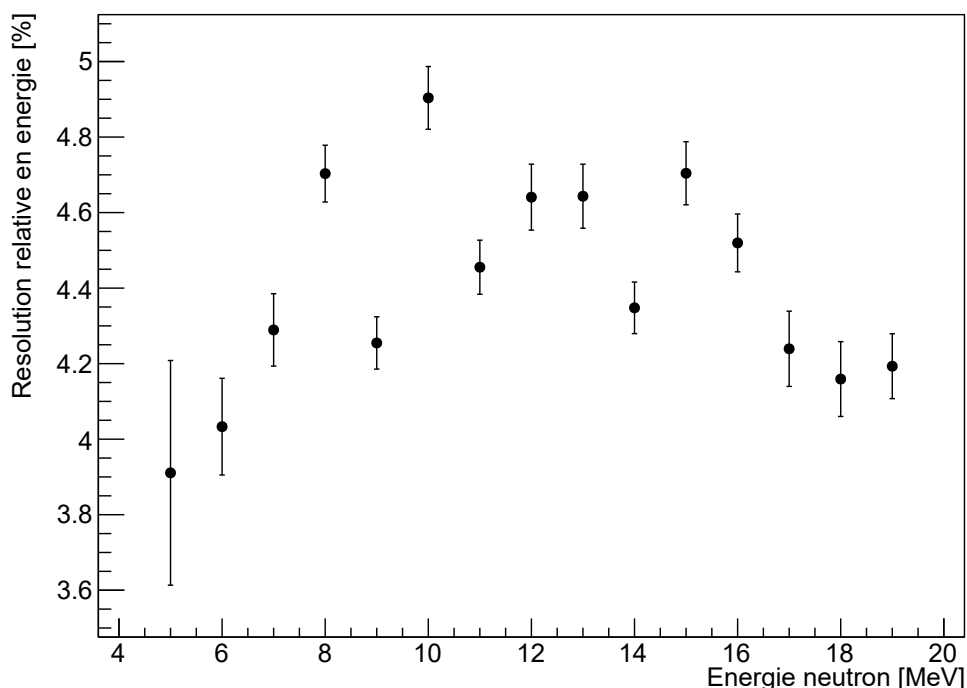


FIGURE 6.4 – Résolution relative en énergie du TPR en utilisant le convertisseur scintillant décrit dans la section 6.1.1, en fonction de l'énergie des neutrons.

la profondeur maximale de génération des protons de recul, puis en évaluant la profondeur de génération des protons de recul par l'hypothèse  $e/2$ . Cette figure montre que l'incertitude relative provenant du convertisseur n'excède pas 5 %. Les surestimations successives de l'énergie perdue dans chaque scintillateur sont délimitées par la présence de minimums locaux dans le graphique de l'écart relatif de l'énergie moyenne à l'énergie théorique. On remarquera aussi que cet écart est toujours positif, signifiant que les pics sont en moyenne systématiquement surestimés en énergie.

Un exemple de spectre simulé est présenté dans la figure 6.6, à une énergie neutron de 10 MeV. La figure 6.5 montre que l'énergie est en moyenne surestimée de 1.5 % à 10 MeV, ce qui se retrouve bien sur le spectre des neutrons. Il y a un pic secondaire, localisé 1 MeV plus haut que le pic principal, correspondant à la surestimation en énergie des protons de recul générés dans le scintillateur épais de 500  $\mu\text{m}$ . En effet un neutron de 10 MeV peut éjecter des protons de recul de la même énergie, qui sont détectés s'ils ne sont pas générés plus profondément que 885  $\mu\text{m}$  (en moyenne) dans le convertisseur. Tous les protons générés de 650 à 885  $\mu\text{m}$  déclenchent en premier le scintillateur de 500  $\mu\text{m}$ , ce qui ne correspond qu'à 47 % du volume de ce scintillateur qui est utile, d'où la surestimation en énergie moyenne pour ces protons. Il est cependant envisageable d'introduire un facteur correctif lors de la reconstruction des spectres pour corriger de cet effet.

### 6.1.3 Efficacité de détection

La figure 6.7 présente l'efficacité de détection du TPR en fonction de l'énergie des neutrons. L'utilisation d'un convertisseur segmenté scintillant permet d'éliminer la dépendance des résultats à l'épaisseur du convertisseur, et de simplifier la caractérisation

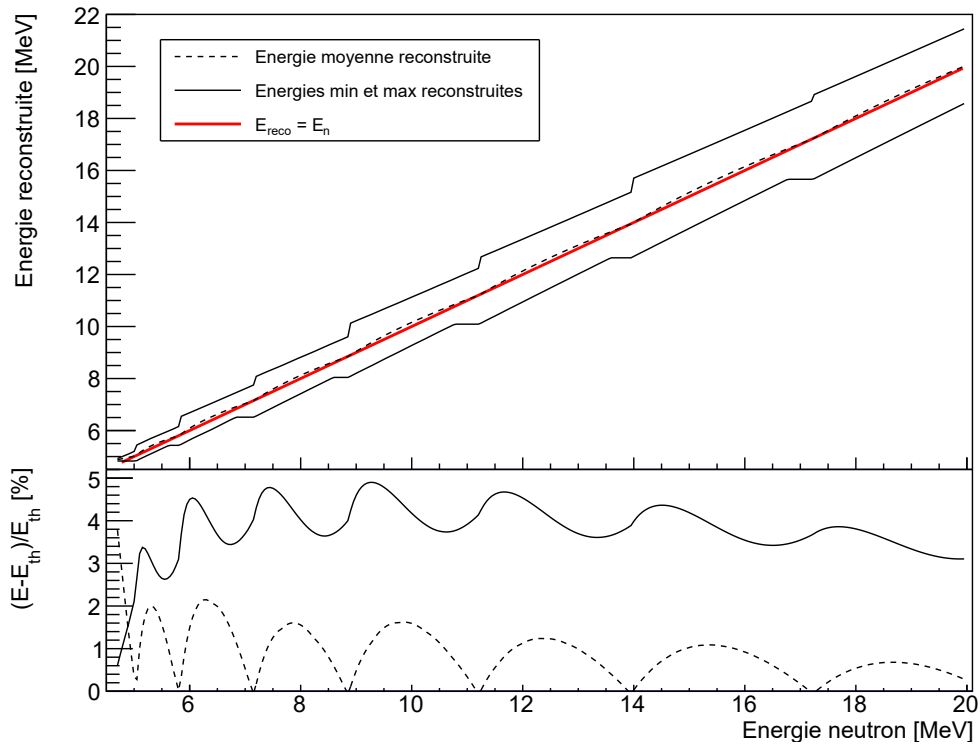


FIGURE 6.5 – Haut : énergie moyenne reconstruite par l’hypothèse  $e/2$  (pointillés) avec le convertisseur scintillant décrit dans la figure 6.3, en fonction de l’énergie des neutrons. Les courbes noires et pleines représentent les énergies minimales et maximales reconstruites. Bas : écart relatif de l’énergie moyenne reconstruite à l’énergie simulée (pointillés), et incertitude sur l’énergie reconstruite (trait continu).

du TPR en utilisant systématiquement l’efficacité de détection maximale, sans compromis significatif sur la résolution en énergie de l’instrument à toutes les énergies. Avec un convertisseur aussi épais que 4 mm, l’efficacité de détection maximale est bien atteinte à 20 MeV avec une épaisseur minimale de 3800  $\mu\text{m}$ . Tout en conservant une résolution meilleure que 5 %, l’efficacité du TPR devient de l’ordre de  $10^{-4}$  dès 10 MeV ce qui permet d’obtenir un taux de comptage plus important qu’avec un convertisseur passif de 50  $\mu\text{m}$  d’épaisseur, avec un gain d’un facteur 10 à 10 MeV et jusqu’à un facteur 50 à 20 MeV. L’épaisseur du convertisseur compense même la diminution de la section efficace de collision élastique entre le neutron et le proton, au point d’obtenir une efficacité de détection théorique maximale de  $1.5 \times 10^{-4}$  à 20 MeV.

#### 6.1.4 Bruit de fond

Dans un contexte où le flux de neutrons est peu important, bien en dessous de la fréquence de lecture de l’instrument, le bruit de fond reste minoritaire, mais il conduit tout de même à surestimer légèrement certaines énergies de neutrons (section 6.1.2). La figure 6.8 présente le taux de bruit décrit dans la section 4.1, appliqué au convertisseur décrit dans la figure 6.3, en fonction de l’énergie des neutrons pour un flux détecté de  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . De la même façon qu’avec un convertisseur passif à bas flux, le taux de bruit est en dessous de 5 %, en particulier à haute énergie où l’efficacité de détection est maximale. Lorsque le flux de particules devient plus important, les mesures vont en re-



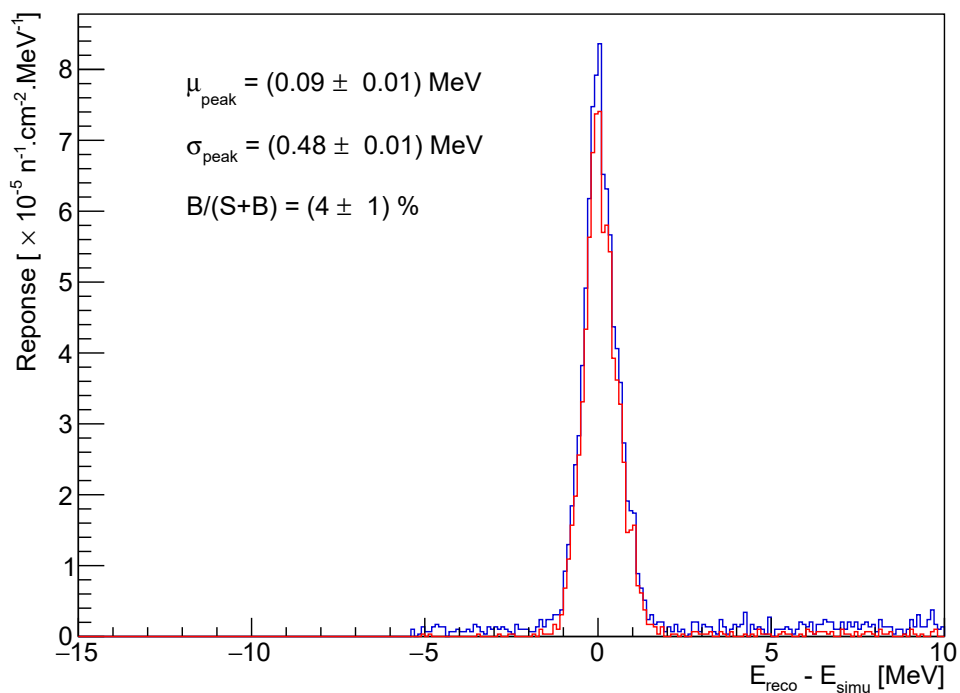


FIGURE 6.6 – Reconstruction de neutrons de 10 MeV par simulation (Geant4) avec le convertisseur segmenté scintillant, sans coupures (bleu) et avec application des coupures de sélection (rouge).

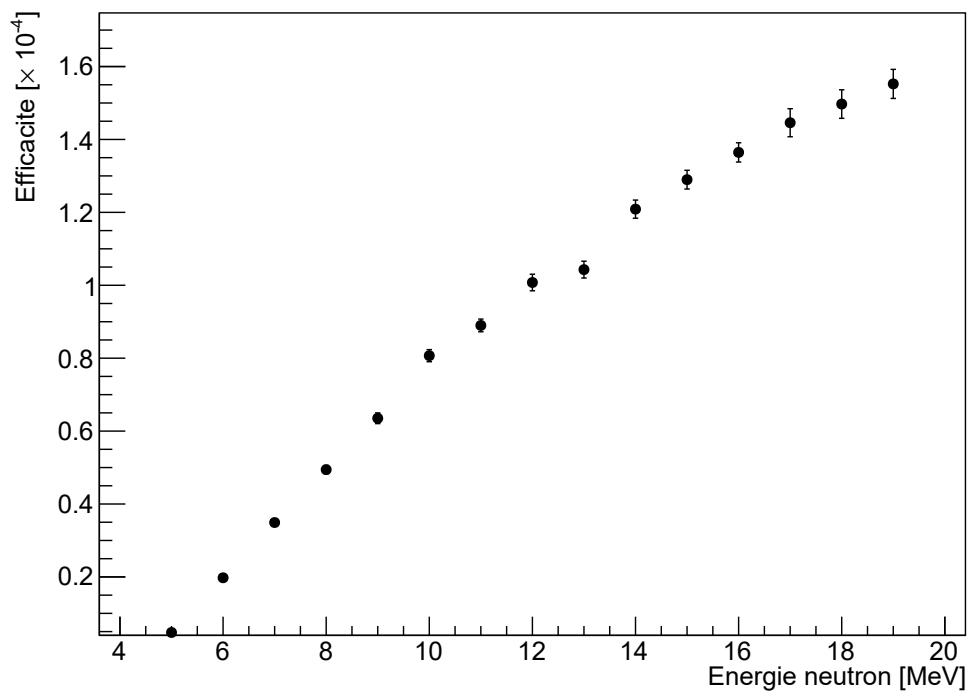


FIGURE 6.7 – Efficacité de détection du TPR avec le convertisseur scintillant en fonction de l'énergie des neutrons (simulations Geant4).

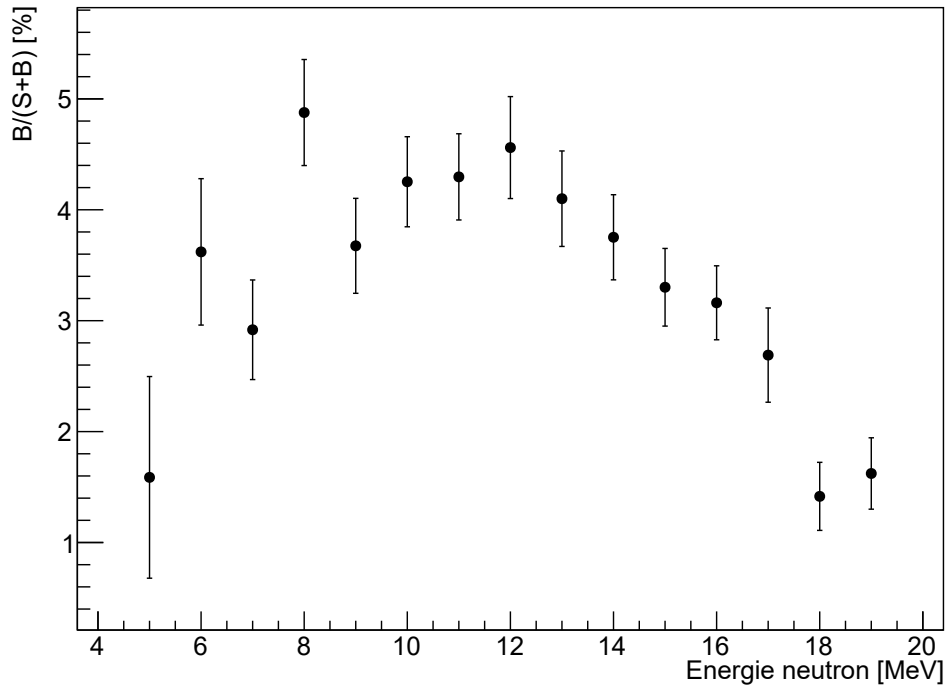


FIGURE 6.8 – Taux de bruit estimé par simulation (après coupures) en fonction de l'énergie des neutrons, avec un flux de neutrons de  $1 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

vanche être affectées par des coïncidences fortuites de neutrons dans la diode, mais aussi dans le convertisseur scintillant. La figure 6.9 présente la reconstruction de neutrons de 10 MeV avec le même jeu de données que la figure 6.6, en considérant cette fois-ci un flux de neutrons de  $30 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$  ( $1 \times 10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Le taux de bruit a fortement augmenté à 66 % à cause de la présence de bruit de fond de haute énergie, et la réponse au niveau du pic de signal a été réduite de 75 % environ. Le taux de coïncidences est d'autant plus fort dans le convertisseur que son épaisseur totale est importante (comparable à celle de la diode), et que le matériau est hydrogéné avec une section efficace de collision élastique (n,p) élevée (1 à 4 barns). Comme l'énergie mesurée par le scintillateur n'est pas directement utilisée ici, l'empilement d'évènements dans le convertisseur n'affecte pas les résultats de la mesure de la même façon que l'empilement affecte la diode. En effet la surestimation en énergie provenant de la diode est fonction de l'énergie qui y est déposée, tandis que dans le cas du scintillateur le déclenchement additionnel d'un scintillateur conduit à surestimer la position de génération d'un proton de recul. L'estimation des pertes d'énergie du proton de recul dans le convertisseur en cas d'empilement d'évènements conduit donc à surestimer l'énergie du proton de recul (et du neutron). Cette erreur est d'autant plus importante et probable que l'épaisseur d'un scintillateur est élevée. La figure 6.10 présente l'évolution du taux de bruit en fonction de l'énergie des neutrons, au flux de  $30 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ . Le taux de bruit est maximal aux faibles énergies, car la section efficace de collisions élastiques est maximale, et il y a donc une probabilité plus importante qu'un neutron interagisse dans le convertisseur en même temps qu'un proton de recul. Plus l'énergie des neutrons augmente, plus la section efficace diminue, et moins de coïncidences interviennent. Les éventuelles fluctuations observées (par exemple à 8 MeV) dépendent de la profondeur maximale utile de génération des neutrons, et de

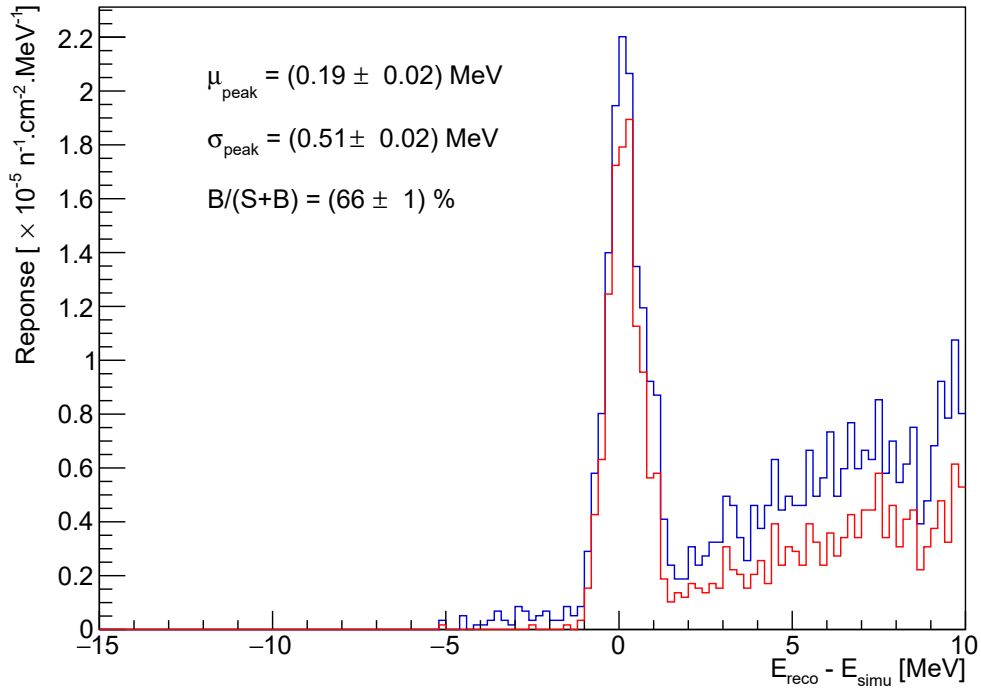


FIGURE 6.9 – Reconstruction de neutrons de 10 MeV par simulation (Geant4) avec le convertisseur segmenté scintillant, sans coupures (bleu) et avec application des coupures de sélection (rouge), à un flux de  $30 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

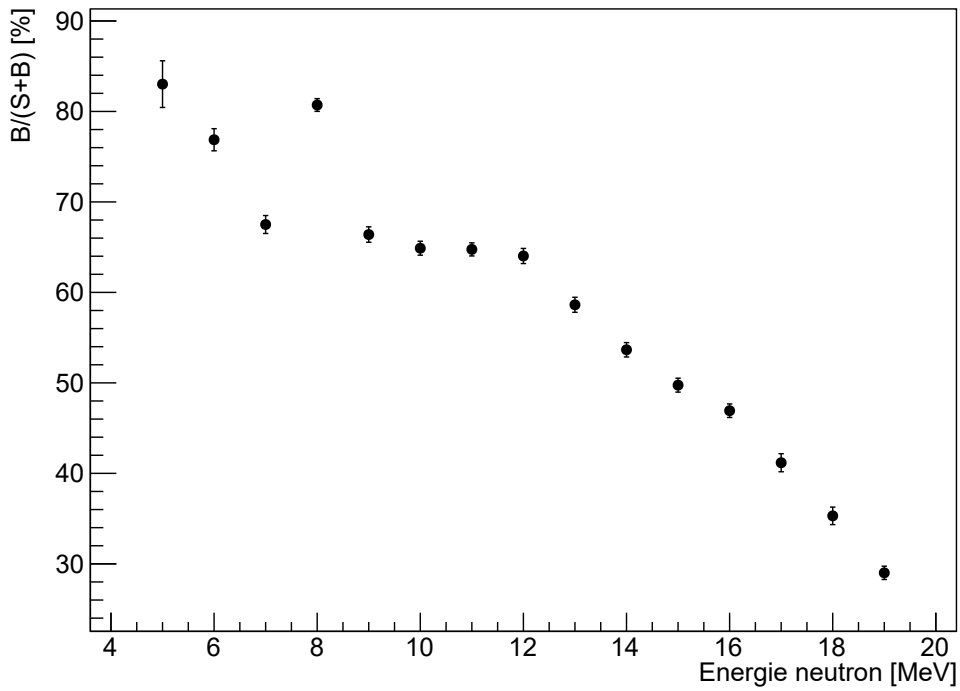


FIGURE 6.10 – Taux de bruit estimé par simulation après coupures en fonction de l'énergie des neutrons, avec un flux de neutrons de  $30 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ .

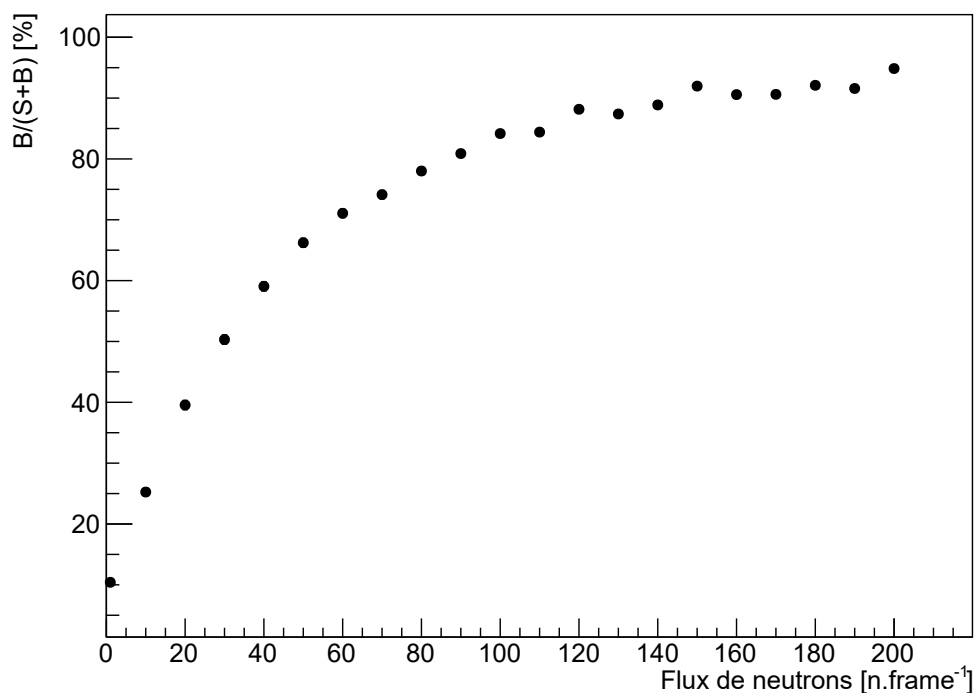


FIGURE 6.11 – Taux de bruit estimé par simulation à 18 MeV en fonction du flux de neutrons, après application des coupures de sélection.

l'épaisseur des scintillateurs suivants. La figure 6.11 présente le taux de bruit après application des coupures en fonction du flux de neutrons à 18 MeV. Contrairement au cas avec un convertisseur passif, le taux de bruit avec un convertisseur scintillant segmenté de 4 mm reste très élevé après application des coupures, montrant que le bruit en provenance du convertisseur est dominant dès un flux de  $1 \times 10^5 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  ( $30 \text{ n} \cdot \text{frame}^{-1}$ ). L'élimination de ces événements de bruit de fond dus à l'utilisation d'un convertisseur épais est cependant possible en exploitant l'énergie mesurée par les scintillateurs. La faible quantité de lumière générée dans des scintillateurs aussi fins amène à une résolution en énergie relativement mauvaise comparée au système formé par le veto et la diode Si(Li). Toutefois la succession de plusieurs scintillateurs permet d'envisager une coupure de sélection du bruit de fond ( $\Delta E/E$ ), en croisant les mesures effectuées par les différents scintillateurs, ce qui permettrait d'éliminer les événements les plus aberrants.

### 6.1.5 Conclusion

Le remplacement du convertisseur en polyéthylène par un scintillateur plastique segmenté est un excellent moyen de s'affranchir du compromis à faire entre la résolution en énergie du TPR et son efficacité de détection. En plus d'améliorer simultanément ces deux paramètres, une épaisseur de convertisseur suffisamment importante (plus de 4 mm) permet d'étendre la gamme en énergie du détecteur jusque 35 MeV sans avoir à modifier le reste du TPR, en conservant une excellente résolution en énergie. En outre il ne serait plus nécessaire de faire varier l'épaisseur maximale de convertisseur en fonction de l'énergie du faisceau de neutrons, car cet aspect serait géré directement par la structure du convertisseur, en positionnant d'abord un scintillateur fin ( $50 \mu\text{m}$ ) puis des scintilla-

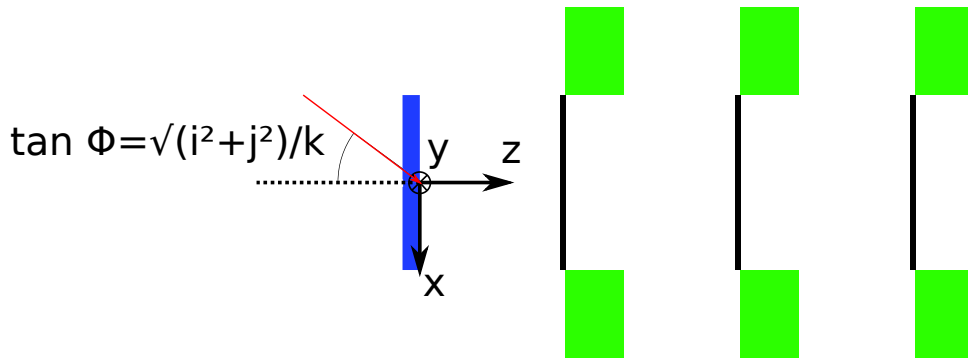


FIGURE 6.12 – Schéma latéral du TPR, avec son référentiel. Pour lier l’angle mesuré par le TPR à l’angle d’éjection des protons de recul, il faut connaître le vecteur directeur  $(i,j,k)$  qui décrit la direction du faisceau.

teurs de plus en plus épais. Enfin pour une utilisation auprès d’un accélérateur où les neutrons sont des particules secondaires, l’ajout d’un scintillateur inorganique fin avant le convertisseur permettrait de détecter également l’entrée de particules chargées dans le détecteur et d’éliminer ces événements (section 5.2.2.b).

La réalisation d’un tel convertisseur est probablement l’une des meilleures options pour améliorer les performances du TPR en maximisant son efficacité avec une résolution en énergie meilleure que 5%, et en étendant sa gamme d’énergie au-delà de 30 MeV. Sa conception pourrait cependant s’avérer difficile pour maintenir une compacité maximale, car il faudrait positionner des photomultiplicateurs côte à côte, avec des guides de lumière courbés spécifiquement pour permettre de coller les scintillateurs les uns aux autres.

Les études préliminaires ont toutefois mis en évidence la génération d’un bruit de fond supplémentaire, très dépendant du flux de neutrons. L’élimination de ce bruit ne peut reposer que sur la mesure en énergie des scintillateurs, dont la résolution en énergie sera déterminante pour l’efficacité de cette nouvelle coupure.

## 6.2 Angle d’incidence des neutrons

Une des solutions les plus accessibles pour étendre la gamme d’énergie du TPR consiste à modifier l’angle d’incidence des neutrons sur le convertisseur en changeant l’orientation du TPR. Comme l’énergie des protons de recul est fonction de leur angle d’émission, la mesure de neutrons d’énergies plus élevées peut en effet se faire en mesurant les protons émis à des angles plus élevés. On définit la direction du faisceau de neutrons par le vecteur  $\vec{n} = (i, j, k)$ , dans le système de coordonnées du TPR (figure 6.12) avec  $k > 0$ . L’angle d’inclinaison du TPR (ou du faisceau) est alors défini par  $\tan \phi = \sqrt{i^2 + j^2}/k$  avec  $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ . Par exemple un faisceau orthogonal au convertisseur ( $\phi = 0$ ) est défini par le vecteur  $\vec{n} = (0, 0, 1)$ . La direction du proton de recul est définie dans le référentiel du TPR par le vecteur  $\vec{p} = (x_2 - x_1, y_2 - y_1, d)$  avec  $x_i, y_i$  les coordonnées des clusters qui définissent la trace du proton dans les deux premiers capteurs CMOS, et  $d$  la distance entre deux capteurs CMOS (6 mm). L’angle d’éjection du proton de recul se

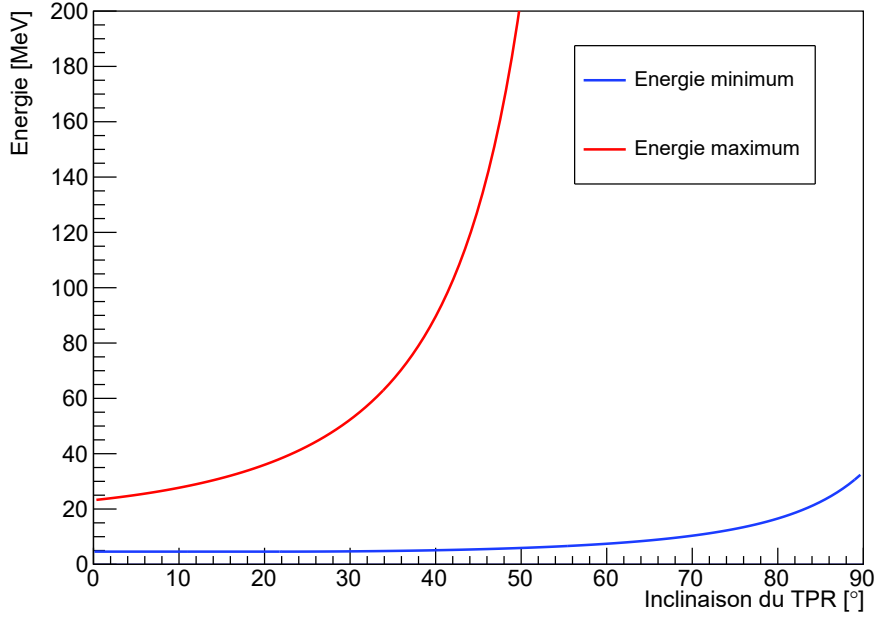


FIGURE 6.13 – Évolution des valeurs d'énergies neutrons minimale et maximale mesurables, en fonction de l'inclinaison du TPR.

calcule directement de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \cos \theta_{\text{lab}} &= \frac{\vec{n} \cdot \vec{p}}{\|\vec{n}\| \cdot \|\vec{p}\|} = \frac{i \cdot (x_2 - x_1)/d + j \cdot (y_2 - y_1)/d + k}{\sqrt{i^2 + j^2 + k^2} \cdot \sqrt{1 + (x_2 - x_1)^2/d^2 + (y_2 - y_1)^2/d^2}} \\ &= \left(1 + \frac{i}{k} \cdot \Delta x + \frac{j}{k} \cdot \Delta y\right) \cdot \cos \phi \cdot \cos \theta_{\text{tpr}} \end{aligned} \quad (6.1)$$

avec  $\Delta x = (x_2 - x_1)/d$ ,  $\Delta y = (y_2 - y_1)/d$  et  $\phi$  l'angle d'inclinaison. On retrouve le cas d'utilisation classique avec  $\vec{n} = (0, 0, 1)$  soit  $\cos^2 \theta_{\text{lab}} = \cos^2 \theta_{\text{tpr}}$ .

En considérant  $i > 0$ ,  $j = 0$ ,  $k = 1$  et  $y_2 - y_1 = 0$ , le terme  $\cos^2 \theta_{\text{lab}}$  varie alors de :

$$\begin{cases} \frac{(1 - 0.4i)^2}{1.16(i^2 + 1)} & \text{à } 1 & \text{si } i < 0.4 \\ \frac{(1 - 0.4i)^2}{1.16(i^2 + 1)} & \text{à } \frac{(1 + 0.4i)^2}{1.16(i^2 + 1)} & \text{si } 0.4 < i < 2.5 \\ 0 & \text{à } \frac{(1 + 0.4i)^2}{1.16(i^2 + 1)} & \text{si } i > 2.5 \end{cases}$$

Ces relations sont représentées en termes d'énergies reconstruites minimales et maximales dans la figure 6.13 en fonction de l'angle d'inclinaison, et permettent d'estimer l'angle d'inclinaison du TPR nécessaire pour mesurer une énergie de neutron donnée. Par exemple pour mesurer des neutrons de 60 MeV, l'angle d'incidence des neutrons doit être d'au moins  $33^\circ$  ( $i = 0.65$ ). Le TPR peut ainsi augmenter sa gamme d'énergie jusqu'à 38.5 MeV tout en maintenant sa limite basse énergie de 4.6 MeV, en l'inclinant de  $22^\circ$ . Au-delà de cette valeur d'angle, la limite haute énergie augmente, mais la limite basse énergie également. À partir d'une inclinaison de  $68.2^\circ$ , le TPR peut théoriquement mesurer des neutrons d'énergies aussi élevées que souhaitées car l'angle de diffusion des

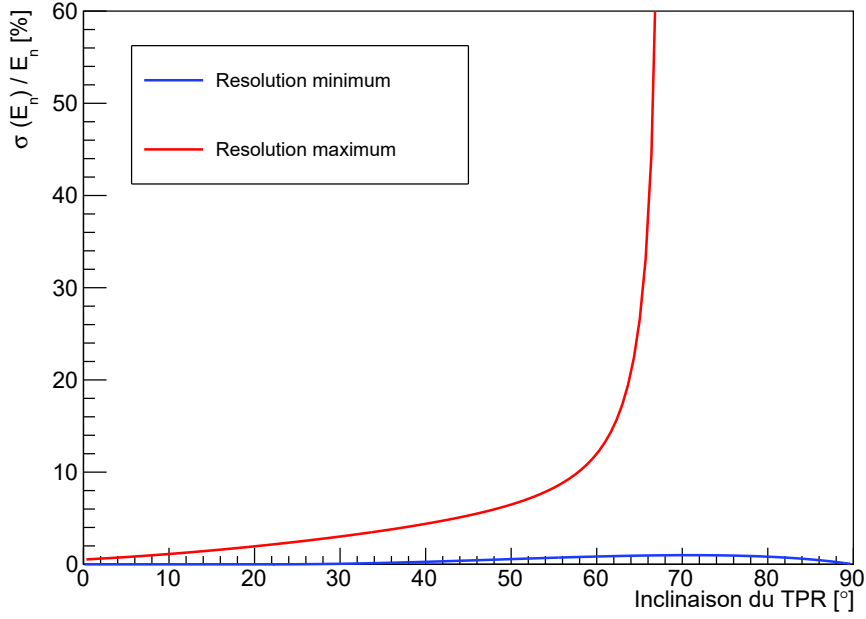


FIGURE 6.14 – Évolution des valeurs minimales et maximales attendues pour la résolution relative en énergie avec pour seule incertitude l’inclinaison du faisceau ( $\sigma_\phi = 1^\circ$ ).

protons mesurés peut approcher  $90^\circ$ , et aussi basses que 9.7 MeV.

En considérant que  $j = 0$ ,  $k = 1$ , et que l’incertitude sur la mesure de l’angle par le TPR soit négligeable, l’incertitude sur le cosinus de l’angle d’émission du proton de recul se calcule au premier ordre comme :

$$\begin{aligned}\sigma_{\cos\theta_{\text{lab}}}^2 &= \left( \frac{\Delta x}{\sqrt{1+i^2}} - \frac{i(1+i\Delta x)}{(1+i^2)^{\frac{3}{2}}} \right)^2 \cos^2\theta_{\text{tpr}} \cdot \sigma_i^2 \\ &= (\Delta x - \tan\phi)^2 \cos^4\phi \cdot \cos^2\theta_{\text{tpr}} \cdot \sigma_\phi^2\end{aligned}\quad (6.2)$$

En négligeant l’incertitude sur l’énergie du proton de recul, l’incertitude relative sur l’énergie des neutrons est alors donnée par :

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_{E_n}}{E_n} &= 2 \cdot \tan\theta_{\text{lab}} \cdot \sigma_{\cos\theta_{\text{lab}}} \\ &= 2 \cdot \frac{\sqrt{1 - (\cos\phi + \Delta x \sin\phi)^2 \cos^2\theta_{\text{tpr}}}}{\cos\phi + \Delta x \sin\phi} \cdot |\Delta x - \tan\phi| \cdot \cos^2\phi \cdot \sigma_\phi\end{aligned}\quad (6.3)$$

Les extremums de l’équation 6.3 en fonction de l’angle d’inclinaison sont présentés dans la figure 6.14. Le cas le plus défavorable correspond à l’angle de diffusion maximum (dans ce cas  $\Delta x = -0.4$ ), alors que la résolution est la meilleure lorsque le proton est émis avec un angle proche de  $0^\circ$ . Après une inclinaison de  $\phi = 21.8^\circ$ , les protons de recul émis à  $0^\circ$  ne peuvent plus être mesurés et la résolution minimale augmente. Plus l’angle d’inclinaison se rapproche de l’angle critique  $\phi_c$ , et plus la résolution peut se dégrader. Cela provient du fait que les protons de recul peuvent être mesurés jusqu’à  $90^\circ$  à cette valeur d’angle, et qu’une incertitude sur l’angle d’inclinaison a un impact bien plus important pour les angles élevés. La meilleure résolution atteignable reste sous 2 %, pour les traces de protons qui maximisent le produit scalaire  $\vec{n} \cdot \vec{p}$ . Pour ne pas dégrader la résolution en énergie avec

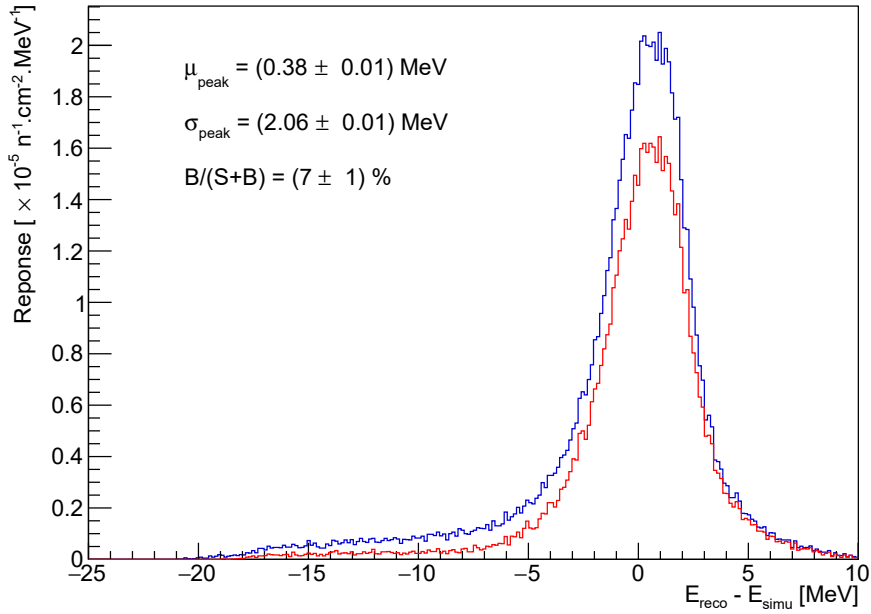


FIGURE 6.15 – Spectre simulé reconstruit à 30 MeV avec un angle d’incidence des neutrons de  $50^\circ$  sans coupures (bleu) et avec application des coupures de sélection (rouge).

une inclinaison du faisceau supérieure à  $20^\circ$ , il faut d’une part que l’inclinaison soit évaluée aussi précisément que possible, et d’autre part exclure les traces qui correspondent à des protons de recul émis avec un angle trop important. En pratique l’angle de diffusion maximum peut être choisi de manière empirique, en observant l’évolution de la résolution en énergie des pics reconstruits. La modification de l’angle d’inclinaison du TPR apparaît ainsi comme un moyen simple d’étendre sa gamme d’énergie, sans modifications à apporter au détecteur. L’énergie maximale peut être facilement étendue jusqu’à 50 MeV sans contraintes majeures. Il est évidemment nécessaire de connaître la direction du faisceau incident (comme pour la procédure d’alignement), puis de s’en servir pour le calcul de l’angle de diffusion dans le code d’analyse des données. Un exemple est présenté dans la figure 6.15, où des neutrons de 30 MeV atteignent le TPR avec un angle d’incidence de  $50^\circ$ . L’énergie des neutrons est correctement reconstruite grâce à la connaissance de leur direction avant la collision élastique.

Au-delà de 50 MeV il devient toutefois plus complexe d’effectuer des mesures à cause de l’efficacité décroissante du TPR avec l’angle d’inclinaison et l’énergie des neutrons. De plus, l’incertitude sur la direction du faisceau de neutrons devient problématique pour les inclinaisons importantes, qui sont nécessaires pour mesurer des neutrons de hautes énergies (100 MeV par exemple).

### 6.3 Vers un nouveau télescope

L’ajout d’un convertisseur scintillant segmenté et l’application d’un angle d’inclinaison du télescope par rapport au faisceau incident sont des améliorations qui ne nécessitent pas de modifications importantes de la structure du TPR ou de sa chaîne d’acquisition. Ces idées permettent d’étendre la gamme en énergie jusqu’à 50 MeV et d’augmenter l’ef-



ficacité jusqu'à un facteur 50 tout en conservant une bonne résolution. Ces méthodes restent toutefois limitées. La limite basse en énergie de la version actuelle du TPR provient de l'énergie minimum que doivent avoir les protons de recul pour traverser trois capteurs CMOS puis attendre la diode (4.6 MeV). La limite haute énergie provient d'une part de la diode Si(Li) qui peut stopper des protons d'au plus 30 MeV, et principalement des capteurs FastPixN qui ont été conçus spécifiquement pour une utilisation avec des dépôts d'énergie d'au moins quelques dizaines de keV. Des protons avec une énergie supérieure à 30 MeV déposent trop peu d'énergie dans chaque capteur CMOS pour être détectés. Concernant le convertisseur scintillant, il constitue l'une des meilleures alternatives pour améliorer les caractéristiques du TPR sans modifier sa structure. Toutefois le bruit important généré dans un convertisseur scintillant étant rédhibitoire pour un flux de neutrons important, son utilisation ne constitue par une alternative viable dans des environnements de haut flux ( $> 3.3 \times 10^3 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  avec la fréquence de lecture actuelle). Si l'on souhaite disposer d'un système permettant la réalisation de mesures dans une gamme étendue (typiquement jusque 100 MeV) avec une résolution toujours sous 5 %, il apparaît donc indispensable de réfléchir à une nouvelle architecture de télescope à protons de recul.

### 6.3.1 Caractéristiques recherchées

La nouvelle architecture de TPR resterait axée autour des mêmes éléments : des capteurs CMOS pixelisés pour la trajectographie, du polyéthylène (ou scintillateurs) pour la conversion, et des diodes pour la mesure d'énergie. Leur nombre, taille et leur arrangement seraient différents afin de conserver le plus de qualités de la version actuelle du TPR tout en réduisant ses défauts. L'idée de prototype proposée ci-après vise à traiter l'ensemble des aspects décrits précédemment.

### 6.3.2 Convertisseur

Le diminution de section efficace avec l'énergie des neutrons nécessite l'emploi d'un volume important de convertisseur, sans dégrader la résolution en énergie du détecteur. La version actuelle du TPR montre que l'emploi d'un convertisseur passif épais est exclu en spectre poly-énergétique, car il amène à une résolution en énergie trop dégradée, voire à une surestimation systématique des plus faibles énergies. L'utilisation d'un convertisseur segmenté scintillant corrige ces problèmes, mais le bruit de fond important difficile à éliminer peut rendre le détecteur inutilisable dans des environnements de haut flux. Il n'est donc pas possible d'utiliser un convertisseur segmenté scintillant ou une épaisseur importante de polyéthylène avec un flux de neutrons important. Une solution à explorer serait l'emploi de convertisseurs passifs intercalés de capteurs CMOS pixelisés. Cette nouvelle version de TPR porterait sur une épaisseur totale de polyéthylène importante, segmentée de la même façon que le convertisseur scintillant, en intercalant un capteur CMOS entre chaque feuille de polyéthylène. Le passage d'un proton par plusieurs capteurs CMOS pixelisés consécutifs atteste du passage du proton par les différents convertisseurs, réduisant l'incertitude finale sur la position de génération des protons de recul. La réponse au flux de neutrons est en principe bien meilleure que le convertisseur scintillant :

- les capteurs CMOS sont peu sensibles aux photons et ont une probabilité d'interaction faible avec les neutrons (comparé à l'hydrogène et compte tenu de l'épaisseur de polyéthylène utilisée)

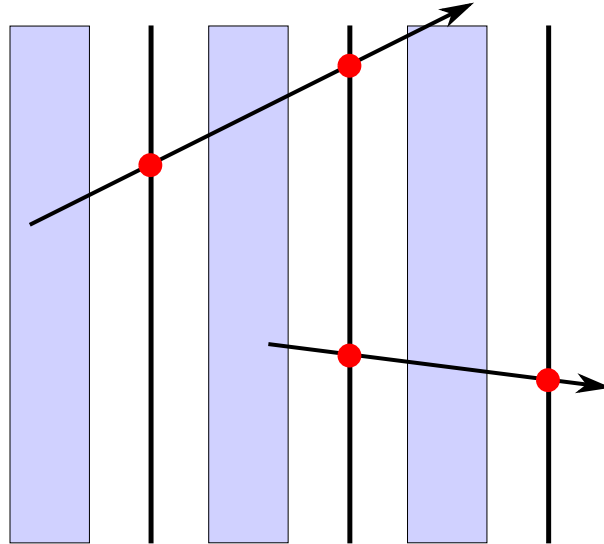


FIGURE 6.16 – Vue latérale de capteurs CMOS (noir), de convertisseurs (bleu). Chaque flèche représente un proton de recul et les cercles rouges les positions mesurées par les capteurs CMOS.

- les capteurs CMOS pixelisés donnent une information spatiale sur la trajectoire du proton de recul. Ils permettent de vérifier la validité d’une trace en fonction de sa diffusion

Par exemple la figure 6.16 présente un schéma de trois capteurs CMOS et de trois feuilles de polyéthylène. Dans le cas d’un unique convertisseur segmenté scintillant, les trois épaisseurs de convertisseurs auraient été utilisées pour estimer le parcours du proton qui atteint la diode, surestimant son énergie. Avec les capteurs CMOS pixelisés, la trajectographie permet de rejeter l’hypothèse d’une unique trace provenant du premier convertisseur qui atteindrait la diode. En revanche l’hypothèse d’une trace provenant du deuxième convertisseur est acceptée. L’avantage de cette structure est qu’elle peut être étendue autant que souhaité, avec différentes épaisseurs de convertisseur à chaque étage qui peuvent être remplacées facilement. Il s’agit vraisemblablement de l’utilisation optimale des capteurs CMOS permettant de concilier d’une part l’efficacité de détection maximale et d’autre part l’élimination du bruit de fond.

Il existe bien entendu un flux de neutrons critique au-delà duquel le bruit de fond est trop important pour la trajectographie, mais la limite en flux du détecteur destiné à mesurer l’énergie des protons sera probablement atteinte en première.

### 6.3.3 Trajectographie

La trajectographie des protons de recul resterait assurée par des capteurs CMOS. Les capteurs FastPixN ne peuvent être utilisés si on augmente la gamme en énergie du télescope, les protons de plus de 30 MeV ne déposant pas assez d’énergie pour être détectés. Même avec un convertisseur scintillant épais, les protons de recul de haute énergie ne pourraient être détectés qu’en étant générés au début du convertisseur, et suffisamment atténués par ce dernier pour effectuer un dépôt d’énergie mesurable par les capteurs FastPixN. L’emploi d’un autre modèle de capteurs CMOS tels que la série des MIMOSA développés par le groupe C4Pi de l’IPHC [52] sembleraient plus adaptés. Par exemple les MIMOSA-26 développés dans le cadre du télescope EUDET [53] pourraient être un

choix intéressant : ils ont une granularité des pixels de  $18.4 \times 18.4 \mu\text{m}^2$  pour une matrice de  $1152 \times 576$  pixels et une surface totale de  $224 \text{mm}^2$ , près de 5.5 fois plus importante que celle des FastPixN. Ce gain de surface pourrait se montrer utile afin d'augmenter le taux de comptage du télescope. De plus la série des MIMOSA est conçue pour la mesure de particules au minimum d'ionisation avec une efficacité de 99.5% [54], et donc adaptée pour la trajectographie d'un télescope à protons de recul pour les neutrons d'une centaine de MeV. Ces capteurs sont toutefois plus lents, à environ 100  $\mu\text{s}$  par acquisition, ce qui réduit d'un facteur 10 le flux maximum de neutrons mesurable par rapport à une utilisation des capteurs FastPixN.

### 6.3.4 Mesure de l'énergie des protons de recul

La version actuelle du TPR contient une diode Si(Li) épaisse de 3 mm pour la mesure de l'énergie des protons de recul, et d'une fine diode véto de 65  $\mu\text{m}$  pour l'élimination du bruit de fond. Une amélioration de cette partie du TPR semblerait pertinente car les protons les plus énergétiques traversent la diode, sans être stoppés. Sans l'utilisation d'un autre système de mesure, seuls les protons de haute énergie générés au début du TPR perdront suffisamment d'énergie dans le polyéthylène et les capteurs CMOS pour être stoppés dans la diode. La mesure de protons de 100 MeV nécessiterait une épaisseur de silicium d'environ 4 cm. Un volume de détection plus important augmenterait cependant la sensibilité au bruit de fond avec les coïncidences fortuites de neutrons dans le silicium. Cette partie du TPR devra donc être conçue de manière à pouvoir reconstruire correctement le signal en présence de coïncidences fortuites, sinon de l'éliminer efficacement. L'idée retenue est là aussi une segmentation du détecteur, permettant d'effectuer d'autant plus de croisements  $\Delta E/E$  que le proton de recul est énergétique. La segmentation en plusieurs sous-détecteurs plus fins permettra de diminuer la sensibilité au bruit de fond comparé à des diodes épaisses. Contrairement aux scintillateurs qui ont une résolution en énergie relativement mauvaise, des détecteurs silicium seraient très adaptés pour ces mesures.

# Conclusion et perspectives

Les neutrons sont parmi les principaux rayonnements secondaires produits auprès des accélérateurs de particules. Leur interaction par réactions nucléaires uniquement pose d'importants problèmes de radioprotection, en particulier dans le cas des accélérateurs utilisés pour les applications médicales (production de radio-isotopes, hadronthérapie), industrielles (stérilisation, polymérisation), ou de recherche. Les principaux risques portent sur la dose de rayonnement reçue par le personnel des installations et les patients, ainsi que le risque d'activation du matériel exposé aux neutrons. Il y a ainsi aujourd'hui un besoin important de dispositifs adaptés à ces installations capables de caractériser les champs neutroniques, particulièrement les neutrons rapides qui sont produits en quantités auprès des accélérateurs. Le télescope à protons de recul (TPR), développé dans le cadre de cette thèse, est un spectromètre compact permettant de mesurer des neutrons dans la gamme d'énergie de 5 à 20 MeV avec une résolution en énergie meilleure que 5 %. Il utilise la technologie CMOS pour la reconstruction de l'angle d'émission des protons de recul, permettant la compacité du système ( $10 \times 10 \times 8 \text{ cm}^3$ ), ainsi qu'une haute fréquence de lecture (12  $\mu\text{s}$ ) offrant la possibilité de mesures de haut-flux ( $\sim 10^7 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Il comporte également une diode Si(Li) épaisse de 3 mm pour mesurer l'énergie des protons de recul, ainsi que d'une fine diode épaisse de 65  $\mu\text{m}$  pour éliminer le bruit de fond. Une fine épaisseur de polyéthylène (50  $\mu\text{m}$ ) est utilisée pour générer des protons de recul par collisions élastiques.

Les performances du télescope ont pu être étudiées en détail par une modélisation Monte-Carlo (Geant4) complète du système de détection et de l'électronique associée. Ces simulations ont permis de montrer la capacité du TPR à reconstruire sans biais l'énergie des neutrons dans la gamme d'énergie de 5 à 20 MeV avec une résolution inférieure à 5 %. L'architecture du télescope, ainsi que le code d'analyse développé dans le cadre de ce travail, permettent de discriminer efficacement le signal du bruit de fond jusqu'à des flux de neutrons de l'ordre de  $10^7 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Le bruit observé provient majoritairement de coïncidences fortuites de neutrons dans la diode épaisse, dont l'élimination n'est possible qu'en utilisant la fine diode en comparant les dépôts d'énergie dans chacune d'elle. Comme attendu, la compacité du système implique cependant en contre-partie une efficacité de détection relativement faible ( $\sim 10^{-5}$ ) comparée à d'autres spectromètres qui peuvent atteindre 10 %. Une étude de l'épaisseur de convertisseur a cependant montré que l'efficacité de détection pouvait être augmentée en utilisant un convertisseur plus épais, au prix d'une détérioration de la résolution du détecteur qui excéderait 5 %. On préférera alors plutôt utiliser un convertisseur fin (50  $\mu\text{m}$ ) pour conserver la meilleure résolution possible.

La caractérisation expérimentale du TPR a porté en premier lieu sur l'évaluation des performances des capteurs CMOS, notamment en faisceau de protons pour vérifier le bon

fonctionnement de la trajectographie. Ces tests ont mis en évidence une anomalie des capteurs au niveau de l'électronique, qui se manifeste sous la forme d'une inefficacité. Ce problème, toujours en cours de résolution au moment de la rédaction de ce manuscrit, a cependant permis de mettre en place une procédure de vérification supplémentaire pour s'assurer du bon fonctionnement de l'ensemble du détecteur. Il devrait être résolu avec la production de nouveaux circuits imprimés pour la lecture des capteurs CMOS. Dans un second temps, le TPR a été testé en champs de neutrons mono-énergétiques auprès de l'accélérateur AMANDE (IRSN, Cadarache). Une méthode innovante de calibration *in-situ* de la diode Si(Li) a pu être développée en utilisant les réactions nucléaires de neutrons avec les noyaux de silicium. Le premier spectre neutron de 7.17 MeV a alors pu être reconstruit, et a confirmé les performances obtenues par modélisation Monte-Carlo. Cette expérience auprès de l'accélérateur AMANDE a finalement permis de valider l'ensemble du logiciel d'analyse des données développé durant cette thèse, et a démontré que le TPR est un outil bien adapté à la métrologie des faisceaux de neutrons mono-énergétiques (son application originelle).

La modélisation avancée du spectromètre, incluant la réponse du détecteur et de son électronique, a ensuite été utilisée pour étudier les autres applications possibles en particulier dans le domaine de l'hadronthérapie. Un protocole de mesure a ainsi été défini pour le cas de la protonthérapie basse énergie (65 MeV), prenant en compte les difficultés de mesure en champ mixte (neutrons, protons, photons) avec une source étendue de neutrons secondaires poly-énergétiques. Des études par simulations Monte-Carlo ont montré que le TPR pourrait permettre de discriminer les modèles nucléaires utilisés pour modéliser la production des neutrons secondaires dans ce contexte, en effectuant des mesures du spectre des neutrons à différents angles.

L'un des objectifs à moyen terme serait d'approfondir la discrimination des modèles nucléaires aux plus hautes énergies de neutrons, en particulier dans le contexte de l'hadronthérapie par protons et par ions carbonés. Dans ce but, l'utilisation d'un convertisseur segmenté scintillant et d'une modification de l'angle d'incidence des neutrons s'avèrent être des améliorations intéressantes. Il est également envisagé de modifier la version actuelle du détecteur en incluant davantage de capteurs CMOS (tels que les MIMOSA-26) intercalés de couches de polyéthylène, et en remplaçant le système véto-diode Si(Li) par une diode segmentée plus épaisse permettant de mesurer des protons de plus hautes énergies, et de compenser l'augmentation du bruit de fond provenant de coïncidences fortuites des neutrons dans la diode. Ce nouveau système permettrait d'étendre la gamme en énergie du détecteur, tout en maximisant son efficacité et en maintenant une résolution en énergie inférieure à 5 %.

# Annexe A

## Collision (in)élastique

On considère le cas d'une réaction nucléaire de chaleur de réaction  $Q$ , avec un projectile (1) et une cible fixe (2), qui génère deux produits de réactions (3 et 4) comme schématisé sur la figure A.1. L'angle  $\theta$  est l'angle d'émission de la particule 3 défini par rapport à la direction de la particule 1. De même, l'angle  $\phi$  est l'angle associé à la particule 4, défini par rapport à la direction de la particule 1. La loi de conservation de l'impulsion du système s'écrit :

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 \quad (\text{A.1})$$

Qui se développe sous les composantes x et y comme :

$$\begin{cases} p_1 = p_3 \cdot \cos \theta + p_4 \cdot \cos \phi \\ 0 = p_3 \cdot \sin \theta - p_4 \cdot \sin \phi \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

$$\quad \quad \quad (\text{A.3})$$

En combinant (A.2) et (A.3), on élimine l'angle  $\phi$  :

$$p_1^2 + p_3^2 - p_4^2 = 2 \cdot p_1 p_3 \cos \theta \quad (\text{A.4})$$

On s'intéresse ici à la particule 3, dont l'angle est connu ou mesuré. La dépendance à la particule 4 s'élimine en utilisant la conservation de l'énergie, qui est donnée par définition comme :

$$Q = K_1 - K_3 - K_4 = \frac{p_1^2}{2 \cdot m_1} - \frac{p_3^2}{2 \cdot m_3} - \frac{p_4^2}{2 \cdot m_4} \quad (\text{A.5})$$

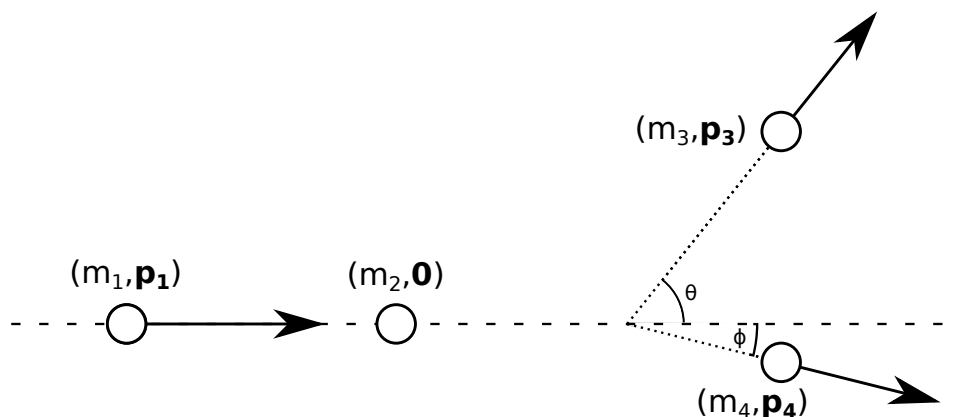


FIGURE A.1 – Schéma d'une collision inélastique avant et après collision, où la particule 2 est au repos.

En injectant (A.5) dans (A.4), on obtient un polynôme de degré 2 en  $p_3$  :

$$\left(1 + \frac{m_4}{m_3}\right)p_3^2 - (2 \cdot p_1 \cos \theta)p_3 + \left(1 - \frac{m_4}{m_1}\right)p_1^2 + 2 \cdot m_4 Q = 0 \quad (\text{A.6})$$

La solution physique de l'équation est alors :

$$p_3 = \frac{p_1 \cos \theta + \sqrt{p_1^2 \cos^2 \theta + \left(\frac{m_4}{m_3} + 1\right)\left(\left(\frac{m_4}{m_1} - 1\right)p_1^2 + 2 \cdot m_4 Q\right)}}{1 + \frac{m_4}{m_3}} \quad (\text{A.7})$$

$$K_3 = \left( \frac{\sqrt{m_1 m_3 K_1} \cos \theta + \sqrt{m_1 m_3 K_1 \cos^2 \theta + (m_3 + m_4)\left((m_4 - m_1)K_1 + m_4 Q\right)}}{m_3 + m_4} \right)^2 \quad (\text{A.8})$$

## A.1 Cas d'une réaction nucléaire émettant un neutron

On définit la masse et l'énergie cinétique du projectile par  $m_1 = m_p$  et  $K_1 = K_p$ , la masse du neutron émis par  $m_3 = m_n$ , la masse du noyau fils par  $m_4 = m_f$  et l'angle d'émission du neutron correspond à  $\theta$  :

$$K_n = \left( \frac{\sqrt{m_n m_p K_p} \cos \theta + \sqrt{m_n m_p K_p \cos^2 \theta + (m_f + m_n)\left((m_f - m_p)K_p + m_f Q\right)}}{m_f + m_n} \right)^2 \quad (\text{A.9})$$

## A.2 Cas d'une collision élastique

On définit  $A$  le rapport de la masse du noyau de recul et de la masse du projectile,  $K_p$  l'énergie cinétique du projectile avant la collision,  $K_r$  l'énergie cinétique du noyau de recul, et  $\theta$  l'angle d'émission du noyau de recul :

$$K_p = \frac{(1 + A)^2}{4A} \cdot \frac{K_r}{\cos^2 \theta} \quad (\text{A.10})$$

Si  $\theta$  désigne l'angle de diffusion du projectile, alors l'équation devient :

$$K_p = \frac{K_r}{1 - \left( \frac{\cos \theta + \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}}{1 + A} \right)^2} \quad (\text{A.11})$$

Pour le cas de collisions élastiques de neutrons sur des protons où on mesure l'angle des protons,  $A = 1$  et on obtient :

$$K_p = K_r / \cos^2 \theta \quad (\text{A.12})$$

# Annexe B

## Manuel utilisateur des outils d'analyse

L'ensemble du programme d'analyse a été fait de sorte à donner un minimum de modularité à l'utilisateur afin qu'il soit en mesure de générer rapidement une analyse de données différente de celle proposée par défaut et correspondant à ses besoins. Il a été réalisé sous Ubuntu 18.04.6 LTS avec le langage C++ en utilisant le compilateur GNU 7.5.0. Le code d'analyse utilise les bibliothèques ROOT (version 6.22/03) développées par le CERN [31] pour ses outils d'analyse, la création de graphiques mais aussi pour générer une interface graphique.

### B.1 Compilation et localisation des fichiers

#### B.1.1 Compilation

Sous Linux, la compilation des fichiers est à effectuer de préférence dans un répertoire externe aux fichiers sources et en utilisant `cmake` ou `ccmake`. La dernière option offre la possibilité de définir visuellement les variables du projet, notamment :

- `TPR_DATA` - qui correspond au répertoire des données et aussi aux fichiers de sortie ROOT
- `TPR_NIST` - la localisation de toutes les tables de pouvoir d'arrêt pour les différents matériaux du TPR
- `TPR_DIODE` - la localisation des fichiers de calibration pour la diode
- `TPR_VETO` - la localisation des fichiers de calibration pour le veto
- `TPR_GRAPH` - le répertoire par défaut pour la sauvegarde des graphiques

Ces variables sont définies par défaut sur les répertoires contenus dans le dossier racine mais elles peuvent être modifiées vers d'autres répertoires.

#### B.1.2 Localisation des fichiers

##### B.1.2.a Fichiers de données

Par défaut, les applications vont chercher les données expérimentales ou simulées sous `"TPR_DATA/raw"`. La structure des répertoires sous `"raw"` est la suivante :

`"<nom_experience>/<jeu_de_donnees>/<energie>MeV/fichiers..."` ou  
`"<nom_experience>/<jeu_de_donnees>/fichiers..."`

Une même expérience contient donc plusieurs jeux de données, et chaque jeux de données peut contenir plusieurs dossiers indiquant une énergie ou tout autre information spécifique aux mesures. Ici, l'intention est d'extraire les énergies de faisceau directement depuis le



nom des dossiers. Cette structure n'a plus d'importance pour une utilisation plus avancée des outils où l'utilisateur souhaite écrire son propre code d'analyse (section B.3). Dans ce cas de figure, c'est à lui de fournir la liste des fichiers à analyser à la classe d'interface qui peuvent être localisés selon ses préférences.

Afin d'optimiser la taille des fichiers de simulation, seulement les particules qui déposent de l'énergie sont sélectionnées d'une part, et seulement les paquets d'évènements ayant de l'énergie déposée dans chaque FastPixN et dans le veto ou la diode sont enregistrés d'autre part. Cela évite de traiter inutilement les neutrons qui ne font que traverser certains volumes et les dépôts d'énergie qui ne mènent à aucun évènement d'intérêt, garantissant un gain de temps et d'espace disque considérables lors de la simulation tout comme à la lecture des fichiers pendant l'analyse.

### B.1.2.b Fichiers de calibration

Les chemins d'accès vers les fichiers de calibration du veto et de la diode Si(Li) sont spécifiés par les variables TPR\_DIODE et TPR\_VETO lors de la compilation. Les fichiers de calibration générés doivent avoir les énergies classées dans l'ordre croissant, et ont la structure suivante :

---

```
# optionnel, donne plus de précisions sur le jeu de données
energie_1    dE1      numéro_canal_1  dnum_canal_1
energie_2    dE2      numéro_canal_2  dnum_canal_2
...
```

---

Avec la 1ère colonne contenant l'énergie déposée en MeV, la 2ème l'incertitude sur l'énergie (en ADC), la 3ème la charge mesurée correspondante (ADC) et enfin l'incertitude sur la charge mesurée.

### B.1.2.c Fichiers dE/dX

Les valeurs de pouvoir d'arrêt sont utilisées pour reconstruire les pertes d'énergie des protons dans les différents matériaux. Elles ont été extraites de Geant4, et se situent dans le répertoire indiqué par TPR\_NIST. Les noms des fichiers sont entrés en dur dans le programme d'analyse ; si on souhaite les modifier, il est donc nécessaire de les remplacer par des fichiers du même nom, ou bien de recompiler le code vers un autre répertoire qui contient les mêmes noms de fichiers. Toutefois les valeurs de pouvoir d'arrêt ne sont pas utilisées directement, car une intégration précise sur toute la trajectoire d'un proton est relativement coûteuse en temps de calcul. Pour cette raison, une base de donnée intermédiaire est calculée (fichiers avec le suffixe `_integrated`), en effectuant les intégrations une unique fois pour tous les matériaux (section 3.7).

## B.2 Utilisation basique

Pour une analyse simple visant à reconstruire un spectre, l'utilisateur n'a juste qu'à utiliser l'interface graphique (figure B.1) qui permet de sélectionner le jeu de données à analyser, les fichiers de calibration pour la diode et le veto, les coupures de sélection à appliquer ainsi que l'épaisseur de convertisseur utilisée pour le jeu de données. Elle est lancée au moyen de l'application "neutron". S'il s'agit de fichiers de simulation, il est également possible de préciser le flux (en  $n \cdot \text{frame}^{-1}$ ) avec lequel on souhaite reconstruire

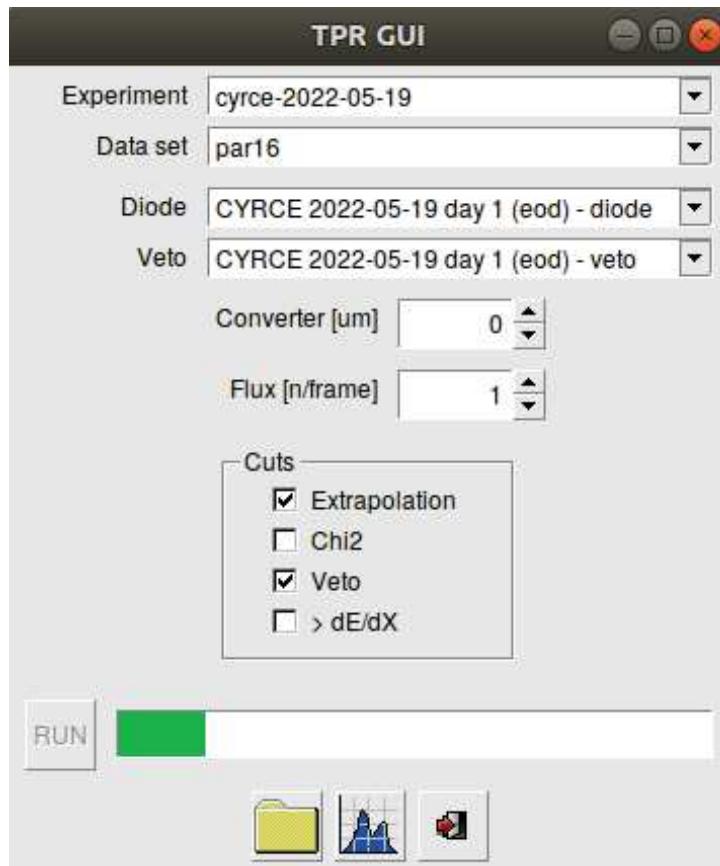


FIGURE B.1 – Interface graphique pour l’analyse élémentaire des données.

le spectre neutron. Les boutons situés en bas de la fenêtre permettent de gauche à droite : ouvrir le dossier où sont sauvegardés les graphiques, ouvrir la fenêtre de calibration, quitter le programme. La fenêtre de calibration est particulièrement utile pour calibrer le détecteur (figure B.2), elle permet de choisir le jeu de données et le spectre de la diode ou du veto. Elle utilise le FitPanel de ROOT, permettant d’effectuer des ajustements sur chaque spectre en modifiant l’intervalle d’ajustement. Une fois qu’un ajustement est effectué, il suffit d’utiliser le bouton "Write fit" pour sauvegarder les paramètres du dernier ajustement dans la zone de texte. Il est possible de sauvegarder son contenu directement dans un fichier pour la calibration. Les cases à cocher sont utiles si la calibration est effectuée avec des protons ; ils indiquent les composants présents pendant la mesure pour corriger les pertes d’énergie et évaluer l’énergie effectivement déposée dans le veto ou la diode. Il est aussi possible de donner des arguments en lançant le programme pour préremplir certains paramètres :

- ROOT\_DIR=<nom> : répertoire sous TPR\_DATA/raw de l’expérience
- SUB\_DIR=<nom> : répertoire sous TPR\_DATA/raw/ROOT\_DIR du jeu de données à analyser
- CONV=<valeur> : l’épaisseur de convertisseur en micromètres
- FLUX=<valeur> : la valeur de flux pour l’analyse d’une simulation
- DIODEDATA=<valeur ou nom> : fichier de calibration diode à utiliser
- VETODATA=<valeur ou nom> : fichier de calibration veto à utiliser
- CUT=<valeur> : coupures à appliquer, de 0 à 15. En binaire 0000, 0001, etc. avec dans l’ordre l’extrapolation de la trace, la coupure du veto, le critère de  $\chi^2$ , puis

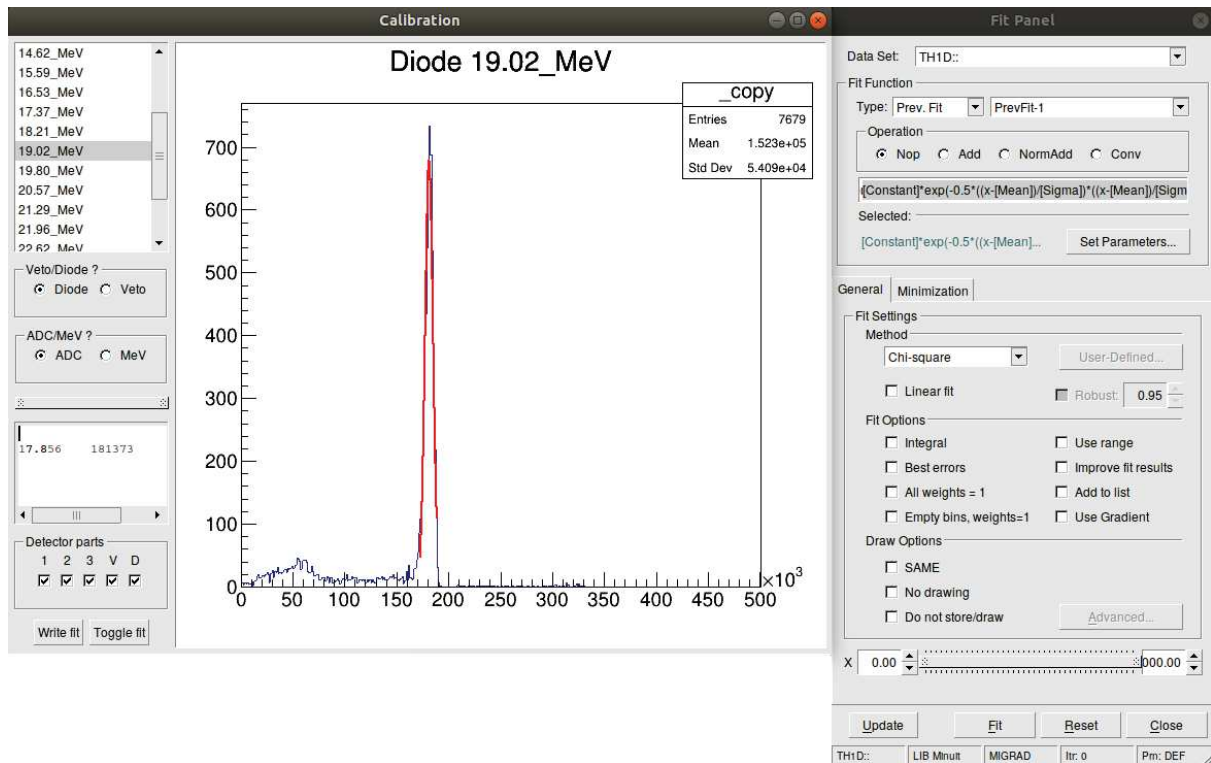


FIGURE B.2 – Interface graphique pour la calibration de la diode et du veto.

le dépôt d'énergie croissant dans les capteurs CMOS.

- UI=OFF : pour ne pas utiliser l'interface graphique
- + : permet de lancer immédiatement l'analyse, sans avoir à cliquer sur "RUN"

Ce programme génère un ensemble de graphiques par le biais de la classe `Measurements` (détaillée ci-après), tels que le spectre des neutrons, le spectre brut de la diode, les résultats de trajectographie, les distributions en ADC de chaque capteur CMOS ou encore la cartographie des pixels touchés.

## B.3 Utilisation intermédiaire

### B.3.1 Rôle et contenu de la classe `Measurements`

L'application d'analyse de base ne fait pas plus que générer des graphiques après avoir analysé l'ensemble des fichiers. Il est possible de générer son propre programme d'analyse rapidement grâce à la classe `Measurements` qui joue le rôle d'interface (figure B.3). Elle permet de lancer l'analyse d'un ensemble de fichiers et donne accès aux résultats, il est alors possible de lancer plusieurs analyses avec plusieurs instances de `Measurements` et d'utiliser les résultats à sa guise pour superposer différents spectres, avec des épaisseurs de convertisseur différentes, des flux différents, etc. Pour obtenir une liste de toutes les interactions possibles avec la classe `Measurements`, il suffit de regarder les fonctions publiques du header associé `Measurements.hh` qui sont commentées :

```
void AddFiles(std::vector<const char*>); //!< ajout des fichiers
void AddFiles(const char*);           //!< ajout des fichiers
void SetCut(int);                    //!< coupures à utiliser
void SetConverter(unsigned int);      //!< épaisseur de convertisseur
```

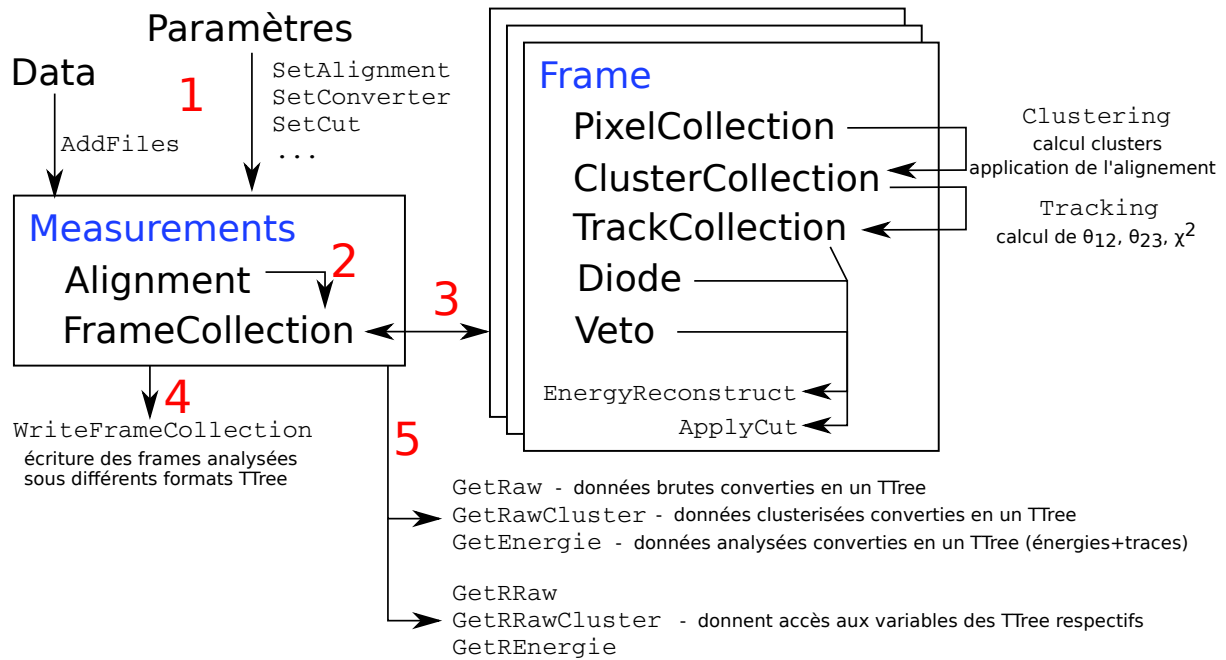


FIGURE B.3 – Logigramme des données aux arbres pour analyse reprenant seulement les classes essentielles pour une utilisation intermédiaire.

```

void SetSaveFiles(TFile*,TFile*,TFile*); //!< TFile pour sauvegarde les TTree
void SetTreeNames(const char*, const char*="", const char*=""); //!< nom des
    TTree (default=TTree)
void SetDiode(int); //!< indice du fichier de calibration diode (voir
    tpr::frame::Diode::Display)
void SetVeto(int); //!< indice du fichier de calibration veto (voir
    tpr::frame::Veto::Display)
void SetFluxPerFrame(int); //!< défini le flux par frame pour des fichiers de
    simulation
void SetAlignment(tpr::analysis::Alignment*); //!< optionnel, paramètres
    d'alignements
void SetEnableGraphOutput(bool =true); //!< générer les graphiques ?
void SetGraphOutput(std::string); //!< chemin pour sauvegarde des graphiques
void Analyze(); //!< lance l'analyse des fichiers, sauvegarde les arbres si les
    TFile ont été défini puis génère les graphiques

TTree* GetRaw(); //!< données brutes converties en un TTree
TTree* GetRawCluster(); //!< données brutes avec cluster converties en un TTree
TTree* GetEnergy(); //!< données analysées converties en un TTree contenant
    traces et énergies

tpr::analysis::TreeRaw& GetRRaw(); //!< variables liées à chaque TTree
tpr::analysis::TreeRawCluster& GetRRawCluster();
tpr::analysis::TreeEnergy& GetREnergie();

```

### B.3.2 Utilisation de la classe Measurements

En suivant la figure B.3, l'étape 1 est à exécuter par l'utilisateur, avant d'appeler la fonction membre Analyze. L'utilisateur doit créer une instance de `Measurements`, puis ajouter les chemins d'accès à chaque fichier de données par la fonction `AddFiles` ainsi que les fichiers ROOT (TFile) utilisés pour sauvegarder les différents arbres. Il s'agit de la configuration minimale à effectuer pour assurer le bon fonctionnement de cette classe. Selon l'expérience, les fichiers de calibration des diodes ou encore l'épaisseur de convertisseur sont différents et il faut renseigner ces paramètres avec les fonctions intégrées (sinon des paramètres par défaut sont utilisés). Il est également possible de donner des paramètres d'alignement (optionnel) en instanciant une classe `Alignment` puis en la passant en argument à la fonction `Measurements::SetAlignment`. Sans action supplémentaire, tous les paramètres d'alignement sont initialisés à 0. Pour déterminer un jeu de paramètres d'alignement, il faut fournir à l'instance de `Alignment` le jeu de données que l'on souhaite utiliser pour déterminer les paramètres d'alignement (il peut très bien s'agir des mêmes données dont on cherche à reconstruire l'énergie des neutrons tout comme d'un run dédié). L'ajout des fichiers se fait par la fonction `Alignment::Align` qui prend en premier argument un vecteur contenant tous les fichiers à utiliser pour l'alignement. Cette fonction peut prendre un deuxième argument, spécifiant si on souhaite effectuer l'alignement en deux étapes (argument=1 par défaut) pour trouver le jeu de translation optimal du dernier capteur CMOS, ou si on souhaite l'effectuer en une seule fois (argument=0) en définissant les paramètres de translation du dernier CMOS à 0. Il est possible de spécifier la direction d'incidence du faisceau avec la fonction `SetBeamDirection` si elle est différente de 0 pour trouver le jeu de paramètres idéal.

Un exemple d'utilisation est donné ci-dessous, basé sur le fichier `MonoNeutron.cc` et utilisé par l'application `neutron.cc` :

---

```
std::vector<const char*> files;
files.push_back("chemin fichiers txt, root"); // ajout des fichiers un par un
// fichiers root pour sauvegarde de l'analyse
TFile* file1 = new TFile( "chemin sauvegarde brute", "recreate");
TFile* file2 = new TFile( "chemin sauvegarde clusters", "recreate");
TFile* file3 = new TFile( "chemin sauvegarde traces et énergies", "recreate");

tpr::analysis::Measurements mydata;
tpr::analysis::Alignment myalignment;
myalignment.Align(files); // détermination des paramètres d'alignement

mydata.SetAlignment(&myalignment); // les paramètres d'alignement sont passés à
mydata
mydata.AddFiles(files); // ajout des fichiers de données
mydata.SetSaveFiles(file1,file2,file3); // ajout des fichiers de sauvegarde
mydata.SetConverter(50); // épaisseur de convertisseur (um)
mydata.SetDiode(0); // indice du fichier de calibration diode
mydata.SetVeto(0); // indice du fichier de calibration veto
mydata.SetCut(tpr::constants::kExtrapolation | tpr::constants::kChi2 |
tpr::constants::kDE |tpr::constants::kVeto}; // coupures à appliquer
mydata.SetGraphOutput("repertoire_graphiques"); // sauvegarde des graphiques
mydata.SetFluxPerFrame(1); // flux souhaité pour simulation (n/frame)
```

```
mydata.Analyze(); // analyse des fichiers, puis exploitation des résultats
```

---

Le vecteur "files" contient l'ensemble des fichiers dont on souhaite effectuer l'analyse, qui sont passés à la classe `Measurements` pour les analyser. Un alignement est effectué en utilisant le jeu de données que l'on souhaite analyser. Dans le cas où le jeu de données contient une faible statistique de traces, il est préférable de ne pas utiliser ce jeu de données pour déterminer des paramètres d'alignements qui risquent d'être erronés. Différents paramètres sont renseignés, comme l'épaisseur de convertisseur, les coupures de sélection à appliquer, etc. Une fois que tous les paramètres sont transmis à l'instance de `Measurements`, il n'y a plus qu'à lancer l'analyse des données avec la fonction `Analyze`. Les étapes 2, 3 et 4 sont exécutées automatiquement à l'issue de l'appel de `Analyze`, et les mêmes graphiques que ceux générés par l'application `neutron` sont créés. Les étapes de reconstruction de l'énergie des neutrons sont alors terminées, et il n'y a plus qu'à lire les résultats (étape 5).

L'analyse des résultats se fait en extrayant les `TTree` générés par la classe `Measurements`, puis en utilisant les classes `TreeRaw`, `TreeRawCluster` et `TreeEnergy`, dont le rôle est de faire la liaison entre les variables contenues dans ces classes et le `TTree`. Ces trois dernières classes sont optionnelles car l'utilisateur peut lui même effectuer les `SetBranchAddresses` sur chaque arbre; ces classes offrent juste un gain de temps. Il y a en tout trois fonctions qui donnent accès aux données traduites sous forme de `TTree`, et trois fonctions qui donnent accès à des objets contenant les variables liées aux `TTree`. La liste des variables disponibles dans ces classes sont accessibles par les headers associés et commentés. Un exemple de leur utilisation est situé dans la fonction membre `WriteFrameCollection` ainsi que pour la génération de graphiques (`Graphics.cc`).

Ces éléments permettent de créer assez rapidement des analyses d'une part avec la classe interface `Measurements`, et d'autre part d'exploiter les résultats avec les outils mis à disposition par ROOT. Un exemple est donné ci-dessous, dans la continuité du précédent :

---

```
TTree* RawCluster = mydata.GetRawCluster(); // obtention du TTree
tpr::analysis::TreeRawCluster& RC = mydata.GetRRawCluster(); // obtention de
    l'objet TreeRawCluster, aussi généré par Measurements
TH1D *reponse_fpn = new TH1D("", "", 30, 0, 30); // un histogramme pour analyse
if (RawCluster != 0) {
    for (unsigned int i = 0 ; i < RawCluster->GetEntries() ; i++) { // lecture
        du TTree, frame par frame
        RawCluster->GetEntry(i);

        for(int j = 0 ; j < RC.Hit1 ; j++) // accès aux variables liées au TTree
            via l'objet RC
            reponse_fpn -> Fill(RC.SumEDepFPN1[j]);
    }
}
```

---

Les `TTree` sont obtenus par les fonctions `GetRaw`, `GetRawCluster` et `GetEnergy`, et les classes contenant les variables liées à ces arbres par les fonctions `GetRRaw`, `GetRRawCluster` et `GetREnergy`. Il suffit ensuite de boucler sur chaque entrée des `TTree` et d'accéder aux variables associées par les objets `TreeRawCluster`, etc. Dans l'exemple ci-dessus, on boucle sur chaque entrée des données brutes clusterisées où on extrait la charge de chaque cluster dans le premier plan de CMOS. Dans chaque entrée, il y a `RC.Hit1` clusters et on accède à leur charge par le tableau `RC.SumEDepFPN1` de taille `RC.Hit1`.

La classe `Measurements` ne génère qu'un seul jeu de `TTree`, il est alors conseillé d'utiliser des instances séparées de la classe pour analyser de multiples jeux de données sauf si l'intention est de les sauvegarder dans un même `TTree`.

## B.4 Utilisation avancée

Pour une utilisation plus avancée, ne passant pas par la classe `Measurements` voire nécessitant d'apporter des modifications au code, on propose ici une brève description de chaque classe utilisée et de son rôle. Les outils sont compartimentés sous différents namespace, selon leur utilité dans le code.

### B.4.1 Classes pour la reconstruction en énergie

Toute la procédure d'analyse décrite dans le chapitre 3 intervient dans la classe `Frame`. Tous les éléments qui la compose se trouvent dans un namespace `tpr::frame`. Ce dernier contient les classes qui devront principalement être modifiés si l'utilisateur souhaite modifier les étapes de reconstruction de l'énergie des neutrons.

#### B.4.1.a Collection

Il s'agit d'une classe template dont hérite les classes `PixelCollection`, etc. visant à décrire un ensemble de clusters, de frames, etc. Elle propose un ensemble de fonctions de bases : l'ajout d'un élément (`Add`), l'obtention d'un élément de la collection (`Get`), le nombre total d'éléments (`GetSize`) ou encore un clear des éléments (`Clear`). L'ajout ou l'obtention d'objets par ces méthodes se font par des pointeurs vers ces objets.

#### B.4.1.b Pixel

Il s'agit de la classe représentant un pixel, avec ses coordonnées (x,y,ADC). Ces informations peuvent être renseignées au niveau du constructeur ou via un jeu de fonctions `Set`. Elle possède également un pointeur vers une classe `Cluster` si le pixel a été ajouté à un cluster (par l'algorithme de clustering de `PixelCollection`). Elle intègre aussi une fonction `IsNeighbor` prenant en argument un autre pixel, qui vérifie si ce dernier est voisin du pixel actuel.

#### B.4.1.c PixelCollection

C'est un ensemble de pixels, héritant des propriétés de `Collection`. Cette classe offre une fonction `Add` supplémentaire permettant d'ajouter un pixel par ses attributs (x,y,ADC) et pas uniquement par un pointeur vers un pixel. Elle définit aussi la fonction de clustering, qui va construire tous les amas de pixels de l'objet. Elle prend en argument une `ClusterCollection` (là où vont être sauvegardés les clusters), mais aussi le plan de capteur CMOS concerné et les paramètres d'alignement qui seront tout deux utilisés pour corriger les coordonnées des clusters des paramètres d'alignement. L'argument de type `Alignment` peut être nul, et les paramètres d'alignement seront automatiquement initiés à 0 (ce qui revient à ne pas faire d'alignement).

#### B.4.1.d Cluster

Un cluster (ou amas) est défini comme un ensemble de pixels et hérite donc de `PixelCollection`. Il contient ses coordonnées et sa charge totale calculées à partir des pixels qui le compose, comme indiqué dans la section 3.4. Le calcul des coordonnées est effectué par appel de la fonction `ComputeCluster`, une fois que tous les pixels sont ajoutés à la `PixelCollection`, puis on y accède par un jeu de fonctions `GetX`, `GetY`, `GetADC`. Un cluster possède également les coordonnées corrigées par l’alignement, si un jeu de paramètres d’alignement est fourni (il est tout à fait possible de ne pas fournir d’alignement, et les coordonnées utilisées dans l’analyse seront celles non alignées).

#### B.4.1.e ClusterCollection

C’est un ensemble de clusters. Cette classe n’apporte rien de particulier, en dehors de garder une logique consistant à regrouper un ensemble d’objets sous une même classe `Collection`.

#### B.4.1.f Track

Cette classe définit une trace, et contient donc ses attributs : un pointeur vers chaque cluster qui la compose, le  $\chi^2$  évalué, les angles  $\theta_{12}$  et  $\theta_{23}$ . L’accès à ces attributs est donné par des fonctions `Get`. Les paramètres de la trace sont calculés selon la procédure décrite dans la section 3.6 dès qu’elle est initialisée par un jeu de 3 clusters. Il est possible que l’un des clusters soit un pointeur nul, pour effectuer une trajectographie en n’utilisant que deux plans de CMOS. Toutefois il ne peut pas y avoir plus d’un cluster nul, sinon un message d’erreur est renvoyé.

#### B.4.1.g TrackCollection

C’est un ensemble de traces. Cette classe est destinée à contenir des pointeurs vers toutes les combinaisons de traces évaluées pendant la phase de trajectographie, et elle offre la possibilité de trier l’ensemble de ces traces par  $\chi^2$  croissants.

#### B.4.1.h SiliHit

Il s’agit de la classe de base décrivant un coup diode (vêto ou Si(Li)). Elle possède les attributs d’un dépôt d’énergie dans l’une des diodes : la charge ADC mesurée, une information temporelle sur le coup et le nombre de coups ayant eu lieu jusque là. Ces attributs sont obtenus par les fonctions `Get` associées.

#### B.4.1.i SiliHitCollection

C’est une collection de coups diode. Cette classe permet aussi d’une part la lecture d’un fichier de calibration diode ou vêto et d’autre part de faire la correspondance entre la charge mesurée et l’énergie déposée au moyen de la courbe de calibration qu’elle génère. Elle dispose de fonctions membres qui peuvent renvoyer un tableau contenant tous les coups en unités ADC ou en MeV. Elle donne aussi accès aux `TGraphErrors` des points de données et aux courbes de calibration pour les visualiser ou effectuer une analyse complémentaire.



### B.4.1.j Diode

Cette classe décrit la diode et elle hérite de `SiliHitCollection`. Elle contient un vecteur statique contenant l'ensemble des fichiers et graphiques de calibration. Les fichiers sont chargés une fois uniquement lors de la première instantiation d'une classe `Diode`. Les fichiers sont cherchés dans le répertoire `TPR_DIODE` spécifié à la compilation du programme. L'utilisateur n'a plus qu'à renseigner l'indice du fichier de calibration à utiliser. Cet indice peut être visualisé par la fonction `Display`, ou en utilisant la fonction `Find` qui prend en argument le nom du fichier et retourne son indice dans le vecteur.

### B.4.1.k Veto

Cette classe décrit le veto et hérite elle aussi de `SiliHitCollection`. Elle se comporte exactement comme la classe `Diode`, mais en chargeant cette fois-ci les fichiers de calibration contenus dans le répertoire `TPR_VETO`.

#### B.4.1.l Frame

Toutes les composantes nécessaires au fonctionnement de la classe `Frame` ont été présentées. Cette classe sert d'une part à décrire le contenu d'une frame et d'autre part à l'analyser. Une frame est décrite principalement par :

- 3 `PixelCollection`, une pour chaque plan CMOS, qui contiennent tous les pixels ajoutés à la frame
- 3 `ClusterCollection`, une pour chaque plan CMOS, qui contiennent les clusters générés par les `PixelCollection` précédentes, une fois que tous les pixels sont ajoutés à la frame
- une `TrackCollection`, contenant toutes les combinaisons de traces
- un `Veto`
- une `Diode`
- divers attributs comme l'énergie du neutron après reconstruction, l'énergie totale déposée dans la diode, etc.

L'initialisation d'une frame se fait en fournissant trois arguments : l'identifiant de la frame, l'indice du fichier de calibration de la diode et l'indice du fichier de calibration du veto. L'initialisation peut être faite sans renseigner ces paramètres, mais ce n'est pas recommandé. Les pixels sont ajoutés à la frame par la fonction `AddPixel`, les coups veto et diode par `AddVetoHit` et `AddDiodeHit`. Le clustering est automatiquement appelé par la classe `FrameCollection` si cette dernière est utilisée, sinon il doit être appelé manuellement par l'utilisateur une fois que tous les pixels des frames ont été ajoutés. La fonction `ReconstructEnergy` exécute la reconstruction de l'énergie en effectuant d'abord la trajectographie (fonction `Tracking`). Cette fonction prend deux arguments : l'épaisseur de convertisseur (pour la reconstruction des pertes d'énergie du proton de recul) et les coupures à appliquer. Ces dernières sont déterminées à partir de l'écriture binaire d'un nombre. Comme il y a 4 coupures, il y a donc  $2^4 = 16$  combinaisons ou 15 valeurs possibles pour l'argument des coupures. Elles sont définies via un enum du namespace `tpr::constants` et sont utilisées avec l'opérateur de gestion binaire `"|"`, par exemple `"tpr::constants::kVeto | tpr::constants::kExtrapolation"` applique les coupures sur le veto et l'extrapolation de la trace. La valeur 15 applique toutes les coupures, et 0 aucune coupure. L'application des coupures de sélection suit automatiquement l'étape de reconstruction de l'énergie. Les

différentes fonctions Get permettent d'obtenir les attributs de la frame comme l'énergie du neutron,  $\chi^2$  de la trace, etc.

#### B.4.1.m FrameCollection

C'est un ensemble de frames. Cette classe assure également la lecture d'un fichier de données et sa traduction sous forme de classes `Frame`. Ces dernières sont ajoutées à la `FrameCollection`. Les formats de fichiers reconnus sont txt (données expérimentales) et root (données simulées). Des fichiers dans un format commun pour les données expérimentales et simulées sont générés (section B.3) mais ils ne sont pas directement utilisés pour générer les frames. L'analyse d'un fichier est lancée en exécutant la fonction `InputToFrame`, qui prend en argument le chemin d'accès au fichier, l'indice des fichiers de calibration de la diode, du véto ainsi que les paramètres d'alignement. Il est aussi possible de définir le flux de neutrons pour des données simulées (si l'on souhaite que l'analyse se déroule neutron par neutron ou en les regroupant par paquets de 60 évènements par exemple).

#### B.4.1.n ObjectManager

Avec pour objectif de réduire le temps d'analyse, les différentes classes d'analyse (en particulier `Frame`) sont instanciées au moyen de la classe singleton `ObjectManager`. Cette dernière crée les objets demandés s'il n'y en a pas de disponibles, sinon elle attribue un objet déjà créé et disponible. Un objet est rendu de nouveau disponible en le donnant en argument de la fonction `ObjectManager::Free`. Les classes sous le namespace `tpr::frame` disposent aussi d'une fonction `Clean` pour libérer les objets qu'elle contiennent et réinitialiser la classe. Cette fonction est toujours appelée lorsque la fonction `Free` de `ObjectManager` est utilisée. Cela permet de réduire considérablement le nombre d'objets créés et/ou détruits, et donc de réduire le temps d'analyse. Chaque type d'objet géré par cette classe dispose d'attributs `prev` et `next`, qui pointent vers l'objet disponible du même type précédent ou suivant (ce qui permet de naviguer simplement dans la chaîne de tous les objets disponibles). Il est donc recommandé d'obtenir les objets sous le namespace `tpr::frame` de cette façon.

### B.4.2 Classes intermédiaires pour l'analyse des données

Les classes sous le namespace `tpr::analysis` constituent une interface entre l'utilisateur et les classes utilisées pour la reconstruction de l'énergie des neutrons du namespace `tpr::frame`.

#### B.4.2.a EnergyLoss

Il s'agit de la classe générant la base de données à partir du pouvoir d'arrêt des matériaux. Elle est générée une fois uniquement (par appel de la fonction `Generate`) puis sauvegardée dans des fichiers textes. Ces derniers sont ensuite lus lors de la première instantiation de la classe à chaque exécution du programme. Le programme d'analyse utilise des fonctions nommées `CH2`, `SiO2`, `Si`, etc. pour évaluer les pertes d'énergie en fonction de la distance parcourue, qui repose sur les fichiers intermédiaires générés.

### B.4.2.b Alignment

Cette classe contient l'algorithme d'alignement (section 3.5), dont les matrices et les opérations matricielles sont réalisées par les classes `TMatrixD` de ROOT. La classe contient les paramètres d'alignement, initialisés à 0 (aucune correction). Ils sont calculés en appelant la fonction `Align` qui prend en argument l'ensemble de fichiers dont on souhaite déterminer les paramètres d'alignement et un second argument si l'on souhaite effectuer l'alignement en une ou deux étapes (par défaut deux étapes). L'accès aux paramètres est assuré par les fonctions `Get`. Pour la deuxième étape, il est possible de renseigner la translation souhaitée pour le dernier plan. Par défaut, on cherche à obtenir une distribution des résidus centrée sur 0, mais si le faisceau n'est pas orthogonal aux capteurs CMOS alors la distribution des résidus ne devra pas être centrée sur 0. Si cette information sur la direction du faisceau est connue, alors l'utilisateur peut passer par la fonction `Alignment::SetBeamDirection` (avant d'appeler la fonction `Alignment::Align`) qui prend en arguments les décalages induits selon x et y dans le troisième capteur (en unités pixels). Par exemple, si le faisceau a une direction définie par le vecteur non unitaire  $\vec{a}(1; -1; 10)$  dans le référentiel du détecteur, alors son angle d'incidence est de  $8^\circ$ , et le décalage attendu est  $(x_3 - x_1; y_3 - y_1) = (24 \text{ pixels}; -24 \text{ pixels})$ .

### B.4.2.c Measurements

Il s'agit de la classe d'interface principale discutée dans la section B.3. Elle permet d'une part de lancer la reconstruction en énergie d'un jeu de données et d'autre part de sauvegarder les données dans des arbres ROOT, permettant une analyse ultérieure. Il suffit de fournir à la classe plusieurs paramètres nécessaires à la reconstruction, comme les fichiers à analyser, l'épaisseur de convertisseur, les fichiers de calibration à utiliser, où sont sauvegarder les données, etc. L'analyse est lancée et les données sauvegardées au moyen de la fonction `Analyze`. Cette sauvegarde se déroule dans la fonction `WriteFrameCollection`. L'accès aux résultats passent par les classes `TreeRaw`, `TreeRawCluster` et `TreeEnergy` (les différentes variables sont commentées dans les headers associés).

### B.4.2.d Fonctions

Un ensemble de fonctions particulièrement utiles dans certaines portions du code destinées à obtenir une liste de dossiers ou de fichiers, à lire un fichier, générer une arborescence de fichiers, extrapolation des traces, etc.

### B.4.2.e MonoNeutron

Il s'agit ici d'une fonction, montrant un exemple d'application de la classe intermédiaire `Measurements`. Elle est utilisée par l'exécutable `neutron` et l'interface graphique. Les différentes étapes sont commentées, de la récupération des fichiers à l'analyse par la classe `Measurements`.

## B.5 Vérification de la validité des données

Les classes destinées à générer des graphiques sont sous le namespace `tpr::extras`. Elles sont utilisées automatiquement à la fin de l'analyse par la classe `Measurements`. Elles sont scindées en 3 catégories, les graphiques spécifiques au tracking, ceux spécifiques

aux cartographies des CMOS et enfin les graphiques plus généraux pour la génération de spectres neutrons. Les différents graphiques sont générés via les données des TTree provenant de `Measurements`. Ils donnent accès à différentes visualisations permettant de se rendre compte s'il n'y a pas de problèmes lors de l'acquisition des données.

### B.5.1 Distributions ADC

Les distributions ADC des clusters sont générées pour chaque capteur CMOS, pour le capteur entier et pour chaque demi-capteur. Ces distributions doivent être piquées en ADC avec un champ de protons mono-énergétiques ou un champ de neutrons mono-énergétiques avec un convertisseur fin. En effet, les pertes d'énergie sont statistiques mais pour des particules mono-énergétiques, elles sont centrées autour d'une même valeur moyenne, qui est visible sur les distributions en ADC.

### B.5.2 Cartographie des CMOS

En complément des distributions ADC, une cartographie des pixels touchés peut révéler des colonnes ou lignes de pixels qui sont endommagées (qui ne déclenchent pas ou au contraire qui déclenchent tout le temps). Cette visualisation permet d'écarter ces pixels de l'analyse en appliquant un filtre lors de la lecture des données expérimentales (le plus simple, dans `FrameCollection`), à l'écriture des données (dans la fonction `WriteFrameCollection` de `Measurements`) ou bien encore lors de la génération des graphiques à partir des TTree.

### B.5.3 Qualité des traces et de l'alignement

Les distributions 1D et 2D des résidus  $x_3 - x_2$ ,  $x_2 - x_1$  et  $y_3 - y_2$ ,  $y_2 - y_1$  sont indicatrices de la qualité des traces reconstruites. Chaque distribution 1D doit n'être composée que d'un seul pic (traduisant un bon alignement relatif des CMOS) et être centrée sur zéro quand l'incidence du faisceau est proche de zéro (ce qui signifie que les paramètres d'alignement du dernier plan CMOS sont optimaux). Cette dernière condition n'est vérifiée que lorsque les particules qui constituent le faisceau ont, en moyenne, un angle d'incidence nul. Sinon il est normal que la distribution des résidus ne soit pas centrée sur 0. Dans ce cas de figure, il faut soit effectuer l'alignement avec un nouveau jeu de paramètres de translation du 3ème plan optimaux ou bien se contenter d'un alignement par défaut ou les paramètres de translation du 3ème plan sont fixés à 0. Dans tous les cas, la distribution des résidus doit vérifier  $x_3 - x_2 = x_2 - x_1$  et  $y_3 - y_2 = y_2 - y_1$ , traduisant un alignement relatif correct des capteurs CMOS.

La procédure d'alignement requiert une statistique de traces suffisante pour fournir un jeu de paramètres d'alignement avec l'incertitude la plus basse possible, ce qui peut nécessiter de devoir faire des mesures dédiées pour maximiser le nombre de traces mesurées. Cela permet d'avoir un jeu de données de référence pour l'alignement des capteurs CMOS, .

### B.5.4 Spectre brut de la diode

En champ neutronique mono-énergétique, le spectre brut de la diode doit présenter différents pics correspondant aux réactions inélastiques des neutrons qui ont lieu sur le silicium de la diode. Ils sont plus ou moins discernables en fonction de l'énergie des

neutrons, mais le pic correspondant à la réaction  $^{29}\text{Si}(n,\alpha_0)$  doit toujours être présent, il correspond au dépôt d'énergie maximal dans la diode. L'absence de ces pics d'énergie serait indicateur d'un dysfonctionnement dans les mesures effectuées par la diode.

# Annexe C

## Probabilité d'obtenir une vraie trace ou une trace fortuite

Les capteurs CMOS souffrent d'un dysfonctionnement dans leur état actuel provoquant une inefficacité de détection. Lorsque le flux de particules augmente, il devient alors possible de reconstruire des traces dont les clusters proviennent de différentes particules (figure C.1b). Afin de quantifier cet effet en fonction de l'efficacité des CMOS et

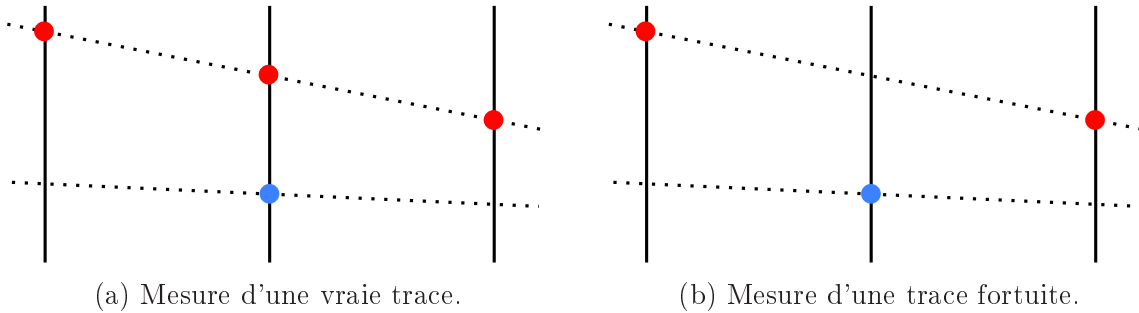


FIGURE C.1 – Exemples de mesures d'une vraie trace et d'une trace fortuite avec deux particules en présence. Les pointillés indiquent le passage de la particule et chaque cercle représente la détection d'un coup dans le CMOS.

du nombre de particules, on considère la situation où il y a  $N$  particules qui traversent l'intégralité des trois capteurs CMOS et l'efficacité de chaque CMOS est notée  $\epsilon_1^j$ ,  $\epsilon_2^j$  et  $\epsilon_3^j$  où  $j \leq N$  est le coup associé à la trace  $j$  (on considère donc que chaque coup a sa propre probabilité de détection).

On définit deux événements destinés à faciliter le calcul des probabilités :

- soit  $A$  l'évènement : "obtenir au moins un coup dans chaque CMOS"
- soit  $B$  l'évènement : "obtenir au moins une vraie trace"

La réalisation de  $B$  nécessite que  $A$  soit aussi réalisé (il faut au moins un coup dans chaque CMOS pour obtenir une trace),  $B$  est donc un sous ensemble de  $A$  et  $\mathbb{P}_B(A) = 1$ . Le calcul de  $P(A)$  est simple, il s'agit du produit des probabilités d'obtenir au moins un coup dans chaque CMOS. La probabilité d'obtenir au moins un coup dans le capteur  $i$  est donc donnée par :

$$\mathbb{P}(X > 0) = 1 - \prod_{j=1}^N (1 - \epsilon_i^j).$$

On obtient alors la probabilité de l'évènement  $A$  :

$$\mathbb{P}(A) = \prod_{i=1}^3 (1 - \prod_{j=1}^N (1 - \epsilon_i^j))$$

La probabilité qu'une vraie trace  $j$  soit détectée (figure C.1a) est simplement le produit  $\epsilon_1^j \epsilon_2^j \epsilon_3^j$ .  $\mathbb{P}(B)$  se calcule donc directement comme :

$$\mathbb{P}(B) = 1 - \prod_{j=1}^N (1 - \epsilon_1^j \epsilon_2^j \epsilon_3^j)$$

qui correspond à la probabilité de mesurer au moins une vraie trace.

La probabilité d'obtenir une trace fortuite revient à évaluer  $\mathbb{P}(A \cap \overline{B})$ , soit l'évènement "il n'y a aucune vraie trace mais il y a au moins un coup mesuré dans chaque CMOS" (figure C.1b). Comme  $B$  est un sous ensemble de  $A$ , on obtient directement :

$$\begin{aligned} \mathbb{P}(A \cap \overline{B}) &= \mathbb{P}(A) - \mathbb{P}(A \cap B) \\ &= \mathbb{P}(A) - \mathbb{P}(B) \end{aligned}$$

En notant la probabilité d'obtenir une vraie trace  $\tau_v^N$  et celle d'obtenir une trace fortuite  $\tau_f^N$ , on obtient alors :

$$\begin{aligned} \tau_v^N &= 1 - \prod_{j=1}^N (1 - \epsilon_1^j \epsilon_2^j \epsilon_3^j) \\ \tau_f^N &= \prod_{i=1}^3 (1 - \prod_{j=1}^N (1 - \epsilon_i^j)) - \tau_v^N \end{aligned}$$

Avec une approche plus simpliste, on obtient les relations de la section 4.5.3.b en faisant les hypothèses suivantes :

- l'efficacité de détection est la même pour l'ensemble d'un capteur ( $\epsilon_i^j = \epsilon_i^k$ ,  $k \neq j$ )
- les trois CMOS ont la même efficacité de détection ( $\epsilon_i = \epsilon_j$ ,  $i \neq j$ )

Ce qui amène enfin à :

$$\begin{aligned} \tau_v^N(\epsilon) &= 1 - (1 - \epsilon^3)^N \\ \tau_f^N(\epsilon) &= (1 - (1 - \epsilon)^N)^3 - \tau_v^N(\epsilon) \end{aligned}$$

On peut aussi définir la probabilité qu'une trace mesurée soit issue d'une même particule ( $\nu_v^N = \mathbb{P}_A(B)$ ) ou de plusieurs particules ( $\nu_f^N = \mathbb{P}_A(\overline{B})$ ) :

$$\begin{aligned} \nu_v^N(\epsilon) &= \left( 1 + \frac{\tau_f^N(\epsilon)}{\tau_v^N(\epsilon)} \right)^{-1} = \frac{1 - (1 - \epsilon^3)^N}{(1 - (1 - \epsilon)^N)^3} \\ \nu_f^N(\epsilon) &= \left( 1 + \frac{\tau_v^N(\epsilon)}{\tau_f^N(\epsilon)} \right)^{-1} = 1 - \nu_v^N(\epsilon) \end{aligned}$$

# Bibliographie

- [1] Jean-Claude NENOT. *Recommandations 2007 de la Commission internationale de protection radiologique*. Avec la coll. de Commission internationale de protection contre les RADIATIONS. Publication de la CIPR 103. Paris : Éd. Tec & doc, 2009. ISBN : 978-2-7430-1120-8.
- [2] M. DE SAINT-HUBERT et al. « The influence of nuclear models and Monte Carlo radiation transport codes on stray neutron dose estimations in proton therapy ». In : *Radiation Measurements* 150 (1<sup>er</sup> jan. 2022), p. 106693. ISSN : 1350-4487. DOI : 10.1016/j.radmeas.2021.106693.
- [3] J. FARAH et al. « Monte Carlo modeling of proton therapy installations : a global experimental method to validate secondary neutron dose calculations ». In : *Physics in Medicine and Biology* 59.11 (mai 2014). Publisher : IOP Publishing, p. 2747-2765. ISSN : 0031-9155. DOI : 10.1088/0031-9155/59/11/2747.
- [4] Roger Antoine HÄLG et Uwe SCHNEIDER. « Neutron dose and its measurement in proton therapy—current State of Knowledge ». In : *The British Journal of Radiology* 93.1107 (mar. 2020). Publisher : The British Institute of Radiology, p. 20190412. ISSN : 0007-1285. DOI : 10.1259/bjr.20190412.
- [5] D.J THOMAS et A.V ALEVRA. « Bonner sphere spectrometers—a critical review ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 476.1 (jan. 2002), p. 12-20. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/S0168-9002(01)01379-1.
- [6] Richard L. BRAMBLETT, Ronald I. EWING et T. W. BONNER. « A new type of neutron spectrometer ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 9.1 (1<sup>er</sup> oct. 1960). Number : 1, p. 1-12. ISSN : 0029-554X. DOI : 10.1016/0029-554X(60)90043-4.
- [7] S. GARNY, V. MARES et W. RÜHM. « Response functions of a Bonner sphere spectrometer calculated with GEANT4 ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 604.3 (juin 2009), p. 612-617. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2009.02.044.
- [8] Hyeonseo PARK, Jungho KIM et Kil-Oung CHOI. « Neutron Spectrum Measurement at the Workplace of Nuclear Power Plant with Bonner Sphere Spectrometer ». In : *Journal of Nuclear Science and Technology* 45 (sup5 juin 2008), p. 298-301. ISSN : 0022-3131, 1881-1248. DOI : 10.1080/00223131.2008.10875847.
- [9] Marcel REGINATTO. « Resolving power of a multisphere neutron spectrometer ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 480.2 (mar. 2002). Number : 2-3, p. 690-695. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/S0168-9002(01)01207-4.



- [10] M. REGINATTO. « Overview of spectral unfolding techniques and uncertainty estimation ». In : *Radiation Measurements* 45.10 (déc. 2010). Number : 10, p. 1323-1329. ISSN : 13504487. DOI : 10.1016/j.radmeas.2010.06.016.
- [11] Nolan E. HERTEL et J.Wiley DAVIDSON. « The response of bonner spheres to neutrons from thermal energies to 17.3 MeV ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 238.2 (août 1985), p. 509-516. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/0168-9002(85)90494-2.
- [12] Robert MAGLIERI, Angel LICEA, Michael EVANS, Jan SEUNTJENS et John KILDEA. « Measuring neutron spectra in radiotherapy using the nested neutron spectrometer ». In : *Medical Physics* 42.11 (nov. 2015). Number : 11, p. 6162-6169. ISSN : 0094-2405, 2473-4209. DOI : 10.1118/1.4931963.
- [13] Masayuki HAGIWARA et al. « Shielding Experiments at High Energy Accelerators of Fermilab (III) : Neutron Spectrum Measurements in Intense Pulsed Neutron Fields of The 120-GeV Proton Facility Using A Current Bonner Sphere Technique ». In : *Progress in Nuclear Science and Technology* 1.0 (25 fév. 2011), p. 52-56. ISSN : 2185-4823. DOI : 10.15669/pnst.1.52.
- [14] F.D. BROOKS. « A scintillation counter with neutron and gamma-ray discriminators ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 4.3 (avr. 1959), p. 151-163. ISSN : 0029554X. DOI : 10.1016/0029-554X(59)90067-9.
- [15] Natalia ZAITSEVA et al. « Plastic scintillators with efficient neutron/gamma pulse shape discrimination ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 668 (mar. 2012), p. 88-93. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2011.11.071.
- [16] 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 ». In : *Metrologia* 47 (2 juin 2010), p. 377. DOI : 10.1088/0026-1394/47/4/004.
- [17] X. LEDOUX et al. « The Neutrons for Science Facility at SPIRAL-2 ». In : *AIP Conference Proceedings* 1412 (13 déc. 2011). DOI : 10.1063/1.3665296.
- [18] N. SAUZET et al. « Fast neutron spectroscopy from 1 MeV up to 15 MeV with Mimac-FastN, a mobile and directional fast neutron spectrometer ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 965 (juin 2020), p. 163799. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2020.163799.
- [19] M MARAFINI et al. « MONDO : a neutron tracker for particle therapy secondary emission characterisation ». In : *Physics in Medicine and Biology* 62.8 (21 avr. 2017), p. 3299-3312. ISSN : 0031-9155, 1361-6560. DOI : 10.1088/1361-6560/aa623a.
- [20] S.M. VALLE et al. « The MONDO project : A secondary neutron tracker detector for particle therapy ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 845 (fév. 2017), p. 556-559. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2016.05.001.

- [21] Marco TOPPI et al. « The MONDO Tracker : Characterisation and Study of Secondary Ultrafast Neutrons Production in Carbon Ion Radiotherapy ». In : *Frontiers in Physics* 8 (2020). ISSN : 2296-424X.
- [22] A. MUSUMARRA et al. « RIPTIDE : a novel recoil-proton track imaging detector for fast neutrons ». In : *Journal of Instrumentation* 16.12 (déc. 2021). Publisher : IOP Publishing, p. C12013. ISSN : 1748-0221. DOI : 10.1088/1748-0221/16/12/C12013.
- [23] R PRESTON, J JAKUBEK, D PROKOPOVICH et J UHER. « Proton beam characterisation of a prototype thin-tile plastic scintillator detector with SiPM readout for use in fast-neutron tracker ». In : *Journal of Instrumentation* 7.2 (16 fév. 2012), P02007-P02007. ISSN : 1748-0221. DOI : 10.1088/1748-0221/7/02/P02007.
- [24] X. LLOPART, R. BALLABRIGA, M. CAMPBELL, L. TLUSTOS et W. WONG. « Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 581.1 (oct. 2007), p. 485-494. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2007.08.079.
- [25] Julien TAFOREAU. « Pixelated spectrometer for neutron fields metrology ». Thèse de doct. Université de Strasbourg, 30 sept. 2013.
- [26] Rodolphe COMBE-COLAS. « Développement d'un télescope à protons de recul pour la spectrométrie neutron : applications à l'instrumentation de précision et à la protonthérapie ». Thèse de doct. 13 sept. 2018.
- [27] R. COMBE, N. ARBOR, S. HIGUERET et D. HUSSON. « Experimental characterization of a fast, pixelated CMOS sensor and design of a Recoil-Proton Telescope for neutron spectrometry ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 929 (juin 2019), p. 121-128. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2019.03.062.
- [28] S. AGOSTINELLI et al. « Geant4—a simulation toolkit ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (1<sup>er</sup> juil. 2003). Number : 3, p. 250-303. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [29] E MENDOZA, D CANO-OTT, C GUERRERO et R CAPOTE. « New evaluated neutron cross section libraries for the GEANT4 code ». In : (2012), p. 20.
- [30] L. THULLIEZ, C. JOUANNE et E. DUMONTEIL. « Improvement of Geant4 Neutron-HP package : From methodology to evaluated nuclear data library ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1027 (11 mar. 2022), p. 166187. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2021.166187.
- [31] R. BRUN et al. *ROOT : analyzing petabytes of data, scientifically*. ROOT. URL : <https://root.cern/>.
- [32] S. JAN et al. « GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT ». In : *Physics in Medicine and Biology* 49.19 (7 oct. 2004), p. 4543-4561. ISSN : 0031-9155. DOI : 10.1088/0031-9155/49/19/007.
- [33] S. JAN et al. « GATE V6 : a major enhancement of the GATE simulation platform enabling modelling of CT and radiotherapy ». In : *Physics in Medicine and Biology* 56.4 (21 fév. 2011), p. 881-901. ISSN : 1361-6560. DOI : 10.1088/0031-9155/56/4/001.

- [34] David SARRUT et al. « A review of the use and potential of the GATE Monte Carlo simulation code for radiation therapy and dosimetry applications ». In : *Medical Physics* 41.6 (juin 2014), p. 064301. ISSN : 2473-4209. DOI : 10.1118/1.4871617.
- [35] C.-A. REIDEL, Ch. FINCK, C. SCHUY, M. ROVITUSO et U. WEBER. « Alignment procedure of silicon pixel detectors for ion-beam therapy applications ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 931 (juil. 2019), p. 142-150. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2019.03.042.
- [36] T.C. BANWELL et A. JAYAKUMAR. « Exact analytical solution for current flow through diode with series resistance ». In : *Electronics Letters* 36.4 (2000), p. 291. ISSN : 00135194. DOI : 10.1049/e1:20000301.
- [37] B. MAINSBRIDGE, T.W. BONNER et T.A. RABSON. « The disintegration of silicon by fast neutrons ». In : *Nuclear Physics* 48 (oct. 1963), p. 83-89. ISSN : 00295582. DOI : 10.1016/0029-5582(63)90145-7.
- [38] Gregory CHOPPIN, Jan-Olov LILJENZIN, Jan RYDBERG et Christian EKBERG. « Detection and Measurement Techniques ». In : *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*. Elsevier, 2013, p. 239-295. ISBN : 978-0-12-405897-2. DOI : 10.1016/B978-0-12-405897-2.00009-4.
- [39] Glenn F. KNOLL. *Radiation detection and measurement*. Avec la coll. d'INTERNET ARCHIVE. Hoboken, N.J. : John Wiley, 2010. 868 p. ISBN : 978-0-470-13148-0.
- [40] D.A. BROWN et al. « ENDF/B-VIII.0 : The 8 th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data ». In : *Nuclear Data Sheets* 148 (fév. 2018), p. 1-142. ISSN : 00903752. DOI : 10.1016/j.nds.2018.02.001.
- [41] A.J. KONING et al. « TENDL : Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology ». In : *Nuclear Data Sheets* 155 (jan. 2019), p. 1-55. ISSN : 00903752. DOI : 10.1016/j.nds.2019.01.002.
- [42] A.J. KONING et D. ROCHMAN. « Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System ». In : *Nuclear Data Sheets* 113.12 (déc. 2012), p. 2841-2934. ISSN : 00903752. DOI : 10.1016/j.nds.2012.11.002.
- [43] N. SOPPERA, M. BOSSANT et E. DUPONT. « JANIS 4 : An Improved Version of the NEA Java-based Nuclear Data Information System ». In : *Nuclear Data Sheets* 120 (1<sup>er</sup> juin 2014), p. 294-296. ISSN : 0090-3752. DOI : 10.1016/j.nds.2014.07.071.
- [44] Aatos HEIKKINEN, Nikita STEPANOV et Johannes Peter WELLISCH. « Bertini intra-nuclear cascade implementation in Geant4 ». In : (2003), p. 7.
- [45] D.H. WRIGHT et M.H. KELSEY. « The Geant4 Bertini Cascade ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 804 (déc. 2015), p. 175-188. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2015.09.058.
- [46] G. FOLGER, V. N. IVANCHENKO et J. P. WELLISCH. « The Binary Cascade : Nucleon nuclear reactions ». In : *The European Physical Journal A* 21.3 (sept. 2004), p. 407-417. ISSN : 1434-6001, 1434-601X. DOI : 10.1140/epja/i2003-10219-7.

- [47] M BLEICHER et al. « Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 25.9 (1<sup>er</sup> sept. 1999), p. 1859-1896. ISSN : 0954-3899, 1361-6471. DOI : 10.1088/0954-3899/25/9/308.
- [48] J. CUGNON, C. VOLANT et S. VUILLIER. « Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions ». In : *Nuclear Physics A* 620.4 (juil. 1997), p. 475-509. ISSN : 03759474. DOI : 10.1016/S0375-9474(97)00186-3.
- [49] A. DONZELLA et al. « A proton recoil telescope for neutron spectroscopy ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 613.1 (21 jan. 2010), p. 58-64. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2009.10.135.
- [50] William A. GIBSON. « Curled Light Pipes for Thin Organic Scintillators ». In : *Review of Scientific Instruments* 35.8 (août 1964). Publisher : American Institute of Physics, p. 1021-1023. ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.1718913.
- [51] P. DOUGAN, T. KIVIKAS, K. LUGNÉR, W. RAMSAY et W. STIEFLER. « On the preparation of plexiglass light-guides for scintillation counter hodoscope elements ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 78.2 (fév. 1970), p. 317-318. ISSN : 0029554X. DOI : 10.1016/0029-554X(70)90070-4.
- [52] G DEPTUCH et al. « Development of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 511.1 (sept. 2003), p. 240-249. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/S0168-9002(03)01801-1.
- [53] C. HU-GUO et al. « First reticule size MAPS with digital output and integrated zero suppression for the EUDET-JRA1 beam telescope ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 623.1 (nov. 2010), p. 480-482. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2010.03.043.
- [54] J. BAUDOT et al. « First test results Of MIMOSA-26, a fast CMOS sensor with integrated zero suppression and digitized output ». In : *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*. 2009 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC 2009). Orlando, FL, USA : IEEE, oct. 2009, p. 1169-1173. ISBN : 978-1-4244-3961-4. DOI : 10.1109/NSSMIC.2009.5402399.



# Développement d'un téléscope à protons de recul pour la métrologie et la radioprotection neutron

## Résumé

Les neutrons sont parmi les principaux rayonnements secondaires produits auprès des accélérateurs de particules. Ils sont également utilisés dans de nombreuses applications telles que l'imagerie, la radiothérapie ou encore les techniques d'analyse élémentaires. Dans tous ces domaines, il est nécessaire de pouvoir caractériser les champs neutroniques en mesurant la distribution en énergie des neutrons produits. Dans ce but, le groupe DeSIs (IPHC, Strasbourg) développe un spectromètre neutron compact (téléscope à protons de recul) pour la mesure en temps réel des neutrons entre 5 et 20 MeV, basé sur la technologie CMOS. Cette thèse a porté sur la caractérisation expérimentale et par simulation Monte-Carlo (Geant4) du système de mesure. Un logiciel d'analyse des données a également été développé pour la reconstruction des spectres en énergie des neutrons, puis appliqué à la mesure de faisceaux de neutrons mono-énergétiques auprès de l'accélérateur AMANDE (IRSN). Une étude préliminaire donne finalement des perspectives intéressantes à ce système pour la discrimination des modèles nucléaires utilisés dans les simulations Monte-Carlo, notamment en hadronthérapie, ainsi que des pistes d'améliorations pour élargir les applications de ce détecteur.

Mots-clés : spectrométrie neutron, instrumentation, capteurs CMOS, modèles nucléaires

## Abstract

Neutrons are one of the main secondary radiations produced by particle accelerators. They are also used in many applications such as imaging, radiotherapy or elemental analysis techniques. In all these fields, it is necessary to be able to characterize the neutron fields by measuring the energy distribution of the produced neutrons. For this purpose, the DeSIs group (IPHC, Strasbourg) is developing a compact neutron spectrometer (recoil proton telescope) for the real time measurement of neutrons between 5 and 20 MeV, based on CMOS technology. This thesis focused on the experimental and Monte-Carlo simulation (Geant4) characterization of the measurement system. A data analysis software was also developed for the reconstruction of neutron energy spectra, and then applied to the measurements of mono-energetic neutron beams at the AMANDE facility (IRSN). A preliminary study finally gives interesting perspectives to this system for the discrimination of nuclear models used in Monte-Carlo simulations, especially in hadrontherapy, as well as tracks of improvements to widen the applications of this detector.

Keywords : neutron spectrometry, instrumentation, CMOS sensors, nuclear models