



HAL
open science

Un spectromètre à pixels actifs pour la métrologie des champs neutroniques

Julien Taforeau

► **To cite this version:**

Julien Taforeau. Un spectromètre à pixels actifs pour la métrologie des champs neutroniques. Physique Quantique [quant-ph]. Université de Strasbourg, 2013. Français. NNT: 2013STRAE026 . tel-01065781

HAL Id: tel-01065781

<https://theses.hal.science/tel-01065781>

Submitted on 18 Sep 2014

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.



THÈSE

Soutenue publiquement le 30 septembre 2013 pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg

Discipline : Physique

Spécialité : Physique des particules élémentaires

Présentée par

Julien TAFOREAU

Un spectromètre à pixels actifs pour la métrologie des champs neutroniques

Composition du jury :

Directeur de thèse : M. Daniel HUSSON, Maître de conférences, UDS/IPHC

Examineur interne : Mme Louise STUTTGÉ, Chargé de recherches, UDS/IPHC

Rapporteurs externes : M. Gilles BAN, Professeur des Universités, LPC Caen

M. Frank GUNSING, Directeur de recherches, CEA Saclay

Examineur : Mme Lena LEBRETON, Ingénieur-chercheur, IRSN

M. Abdelmjid NOURREDDINE, Professeur des Universités, UDS/IPHC

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Unité mixte de recherche CNRS-IN2P3 et Université de Strasbourg

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Francois Bottellier-Depois, chef du Service de Dosimétrie Externe, Jean-Marc Such, chef de laboratoire, pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons.

Je tiens à remercier chaleureusement les membres de mon jury : Daniel Husson, Lena Lebreton et Abdelmjid Nourreddine pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse, ainsi que Frank Gunsing, Gilles Ban et Louise Stuttgé pour avoir accepté d'en être les rapporteurs.

Je remercie tout particulièrement Lena LEBRETON ma tutrice de thèse pendant ces trois années. Pour sa disponibilité, son soutien, ses conseils, Lena a été d'une grande aide tant au niveau scientifique qu'humain. Ces trois années passées ont été très enrichissantes et inoubliables.

Merci à Daniel Husson pour son soutien en tant que directeur de thèse. Malgré la distance, Daniel a toujours répondu présent, nos discussions ont été une aide précieuse pour l'avancée de ma thèse. Enfin, merci à Daniel de nous avoir fait découvrir la gastronomie alsacienne lors nos petites escapades à Strasbourg (tout particulièrement l'onglet à l'échalote !).

Je suis très reconnaissant à Stéphane Higuere pour son soutien technique tout au long de la thèse. Ses compétences tant au niveau électronique qu'informatique auront été les garants du succès de ma thèse.

Je tiens également à remercier l'équipe technique du LMDN (Alain Martin, Michel Pepino, Gérard Pelcot et Bruno Asselineau) pour m'avoir permis de réaliser les nombreuses manipulations sur les installations AMANDE et CEZANE.

J'exprime ma profonde gratitude à Laurent Dodin et Stephanie Sorieul (CENBG) ainsi qu'à Ulrich Giesen (PTB) pour leur très grande disponibilité lors de nos campagnes de mesures sur leurs installations du CENBG et du PTB. Les résultats obtenus lors de ces expériences constituent le cœur de ce travail de thèse.

Pour leur appui scientifique sur la quantification des incertitudes, je remercie très sincèrement Nicolas Fisher (LNE) et Eric Chojnacki (IRSN). Cette étude n'aurait pas été possible sans eux.

Tout spécialement, je tiens à remercier Veronique Lacoste et Vincent Gressier. Que ce soit au labo ou en dehors, j'ai passé de très bon moments en leur compagnie et je suis persuadé que l'ASPTT se portera très bien sans moi !

Un grand merci également à Sandrine Nicolas, pour sa patience, son efficacité et bien sûr pour sa bonne humeur !

Merci à mes partenaires de bureau (ou du bureau d'à côté), Vincent Lamirand, Cedric Golabek, Donovan Maire (alias Luigi). J'ai été heureux de partager ces trois années avec eux, même si il est vrai, je ne l'ai pas toujours montré ... A Mario Baachalany, je souhaite bonne continuation.

Je remercie tout particulièrement Agathe Courteille, Nevenick Colec, Pierre Cotier, Marion Poracchia ... pour leurs bonnes humeurs et les soirées parfois mémorables passées en leur

compagnie, pour information j'ouvre une chambre et table d'hôtes près de Paris, à bon entendeur ...

Merci à mes parents, mes sœurs, mes grands-parents, Spiderman et plus généralement ma famille pour avoir été là, tout simplement.

Enfin, à tous ceux que j'ai oublié je dis merci et pour ceux qui continueront au-delà de cette page, bonne lecture...

Résumé

La métrologie fondamentale est la garante de la pérennité des systèmes de mesure et est en charge de fournir les étalons de références. En ce qui concerne la métrologie des rayonnements ionisants et, en particulier la métrologie des neutrons, des détecteurs étalons sont utilisés pour caractériser les champs de références, en énergie et en fluence. Les dosimètres ou détecteurs de particules sont étalonnés. Cette thèse présente le développement d'un spectromètre neutron candidat au statut d'étalon primaire pour la caractérisation de champs neutroniques dans la gamme 5-20 MeV. Le spectromètre utilise le principe du télescope à protons de recul comme moyen de détection ; la technologie CMOS, au travers de trois capteurs de positions, est mise à profit pour réaliser la trajectographie du proton de recul. Un détecteur Si(Li) est en charge de la mesure de l'énergie résiduelle du proton. Les simulations des dispositifs, réalisées sous MCNPX, ont permis d'estimer les performances du dispositif et de valider la procédure de reconstruction de l'énergie des champs neutroniques. Une étape essentielle de caractérisation des éléments du télescope et en particulier des capteurs CMOS est également proposée afin de garantir la validité de mesures expérimentales postérieures. Les tests réalisés aussi bien en champs mono-énergétiques qu'en champs étendus témoignent des très bonnes performances du système. La quantification des incertitudes indiquent une mesure de l'énergie avec une précision de plus de 1.5 % pour une résolution de moins de 6 %. La mesure de la fluence neutronique est quand a elle réalisée avec une incertitude de 4 à 6 %.

Mots clés : Métrologie neutrons, télescopes à protons de recul, étalon primaire, capteurs CMOS.

Abstract

The fundamental metrology is responsible for the sustainability of the measurement systems and handles to supply the reference standards. Concerning the metrology of ionizing radiations and, in particular the neutron metrology, detectors standards are used to characterize reference fields, in terms of energy and fluence. The dosimeters or particle detectors are calibrated on these reference fields. This thesis presents the development of a neutron spectrometer neutron candidate to the status of primary standard for the characterization of neutron fields in the range from 5 to 20 MeV. The spectrometer uses the recoil proton telescope as detection principle; the CMOS technology, through three sensor positions, is taking advantage to realize the tracking of protons. A Si(Li) detector handles the measure of the residual proton energy. The device simulations, realized under MCNPX, allow to estimate its performances and to validate the neutron energy reconstruction. An essential step of characterization of the telescope elements and in particular of CMOS sensors is also proposed to guarantee the validity of posterior experimental measurements. The tests realized as well in mono-energy fields as in radionuclide source show the very good performances of the system. The quantification of uncertainties indicates an energy estimation with 1.5 % accuracy and a resolution of less than 6 %. The fluence measurement is performed with an uncertainty about 4 to 6%.

Keywords : Neutron metrology, recoil proton telescope, primary standard, CMOS sensors.

Tables des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Abstract	5
Introduction	16
1 La métrologie des rayonnements neutroniques.....	18
1.1 La chaîne métrologique.....	20
1.1.1 Les étalons primaires.....	20
1.1.2 Les étalons secondaires.....	21
1.1.3 Les étalons de transfert.....	22
1.2 Eléments de physique des neutrons	22
1.2.1 Généralités	22
1.2.2 La production de champs neutroniques rapides.....	22
1.2.3 Interaction des rayonnements avec la matière	25
1.2.4 Les grandeurs d'intérêt en neutronique	36
1.2.5 La métrologie appliquée aux rayonnements neutroniques	38
1.3 Les méthodes de mesure des champs neutroniques.....	40
1.3.1 Détection par modération des neutrons.....	40
1.3.2 Détection par noyau de recul (n, n)	42
1.3.3 Méthodes additionnelles de mesure des champs neutroniques.....	48
1.3.4 Comparaison des différentes méthodes de détection.....	49
2 Le télescope à protons de recul : étude comparative	51
2.1 Le principe de fonctionnement des télescopes à protons de recul	54
2.1.1 Résolution en énergie.....	55
2.1.2 Efficacité de détection.....	55
2.1.3 Compromis entre efficacité de détection et résolution en énergie.....	56
2.2 Les télescopes à 0°	56
2.2.1 Géométrie du télescope	56
2.3 Les télescopes à localisation 3D	58
2.3.1 Contexte du projet	58
2.3.2 L'architecture du télescope.....	59
2.3.3 La méthode d'analyse	60
2.3.4 Les performances du détecteur	60
2.4 Le télescope de l'IRSN : TPR-CMOS	62
2.4.1 Présentation du télescope.....	62

2.4.2	Architecture du télescope	63
2.5	Méthode de mesure et d'estimation de l'énergie et de la fluence neutronique	72
3	Simulation du fonctionnement du TPR-CMOS	79
3.1	Les codes de simulation Monte Carlo en physique nucléaire	81
3.1.1	Le code de transport MCNPX	81
3.2	Choix de la géométrie du détecteur	82
3.2.1	Rôle de la feuille en aluminium	82
3.2.2	Validation de la géométrie du télescope	83
3.3	Génération de pollutions par les éléments du TPR-CMOS.....	89
3.3.1	Simulation d'une géométrie réaliste du TPR-CMOS.....	89
3.3.2	Les différentes réactions parasites.....	90
3.3.3	Origine des protons mesurés dans la diode Si(Li)	90
3.4	Les performances du TPR-CMOS.....	92
3.4.1	Estimation des performances de la reconstruction de l'énergie des champs neutroniques par le TPR-CMOS.....	92
3.4.2	Estimation de la réponse en fluence du TPR-CMOS.....	97
4	Caractérisation expérimentale des étages de détection du télescope	101
4.1	Caractérisation des convertisseurs en polyéthylène	103
4.1.1	Les enjeux.....	103
4.1.2	Mesure de l'épaisseur des convertisseurs par le LNE	103
4.1.3	Mesure par faisceau de particules chargées.....	104
4.2	Caractérisation des capteurs de position CMOS.....	107
4.2.1	Les enjeux.....	107
4.2.2	Epaisseur des capteurs de position.....	107
4.2.3	Etalonnage des canaux ADC.....	109
4.2.4	Efficacité de détection des capteurs	110
4.3	Caractérisation du détecteur Si(Li).....	113
4.3.1	Les enjeux.....	113
4.3.2	Efficacité de détection de la diode Si(Li)	113
4.3.3	Etalonnage en énergie du détecteur.....	114
4.4	Caractérisation du télescope complet	117
4.4.1	Référence du flux de neutrons.....	117
4.4.2	Mesure du flux de protons par le TPR-CMOS.....	118
5	Caractérisations de champs neutroniques avec le TPR-CMOS	122
5.1.1	L'installation AMANDE	124
5.1.2	Les détecteurs de référence.....	125

5.1.3	Préambule aux mesures expérimentales	125
5.1.4	Alignement relatif des capteurs CMOS	126
5.2	Analyse des données expérimentales	129
5.2.1	Description du programme d'analyse	129
5.2.2	Les critères de sélection retenus.....	130
5.3	Caractérisation de champs neutroniques mono-énergétiques	135
5.3.1	Détermination de l'énergie des champs neutroniques.....	135
5.3.2	Distribution en énergie de la fluence des champs neutroniques	138
5.4	Caractérisation de champs étendus.....	141
5.4.1	L'installation CEZANE.....	142
5.4.2	Spectrométrie de la source d'AmBe de l'installation CEZANE	142
5.5	Conclusion sur les mesures expérimentales	143
6	Incertitudes de mesures.....	145
6.1	La démarche incertitude	147
6.1.1	Méthode d'estimation des incertitudes.....	147
6.1.2	Application au cas des mesures à l'aide du TPR-CMOS.....	148
6.2	Incertitude sur la reconstruction de l'énergie des champs neutroniques	148
6.2.1	Spécification du problème	149
6.2.2	Quantification des incertitudes d'entrée	150
6.2.3	Propagation des incertitudes	151
6.2.4	Discussion des résultats obtenus	156
6.3	Incertitude sur la mesure de la fluence neutronique.....	156
6.3.1	Spécification du problème	156
6.3.2	Quantification des incertitudes.....	157
6.3.3	Propagation des incertitudes	158
6.4	Limites et perspectives de la méthode utilisée.....	160
	Conclusions	162
	Perspectives	164
	Optimisation du prototype actuel.....	164
	Vers un télescope haut flux : projet Fast-Pix-N.....	164
	Vers un télescope haute énergie.....	166
	Annexe : Programme d'analyse des données	167
	Références.....	171

Table des figures

Figure 1-1 : Le kilogramme étalon, conservé au BIPM, composé de 90 % de platine et de 10 % d'iridium	21
Figure 1-2 : Un exemplaire du mètre étalon, situé 36 rue de Vaugirard, Paris, VI ^e	21
Figure 1-3 : Exemple d'une distribution en énergie du spectre des neutrons produits par une source d' ²⁴¹ Am-Be, d'après la norme ISO-8529-1	23
Figure 1-4 : Contribution des différentes interactions nucléaires à la section efficace totale de réaction avec le ²⁸ Si en fonction de l'énergie, d'après ENDF/B-VII.	28
Figure 1-5 : Contribution des différents effets (Compton, photo-électrique, création de paires etc.) au coefficient d'atténuation massique pour le silicium et le polyéthylène [12]29	
Figure 1-6 : Pouvoir d'arrêt linéique d'un proton dans le silicium et le polyéthylène, en fonction de son énergie, d'après SRIM.	32
Figure 1-7 : Prédominance des différentes composantes de pertes d'énergie d'un électron en fonction de l'énergie et du numéro atomique Z du matériau.	33
Figure 1-8 : Pouvoir d'arrêt des électrons dans le silicium. Les traits pointillés renseignent sur la perte d'énergie par ionisation et les traits longs sur les pertes par <i>Bremsstrahlung</i> [19].	33
Figure 1-9 : Fluctuation des pertes d'énergie d'un proton de 10 MeV dans 12 μm de silicium, κ = 0.5 et β2 = 0.021, d'après la fonction Vavilov du logiciel d'analyse de données ROOT.	35
Figure 1-10 : Déviation angulaire d'un proton de 5 MeV dans 50 μm de silicium, d'après SRIM.	36
Figure 1-11 : Facteur de pondération <i>WR</i> pour les rayonnements neutroniques en fonction de leur énergie.	37
Figure 1-12 : Réponse en fluence des sphères de Bonner du spectromètre HERMEIS de l'IRSN, l'axe gauche des ordonnées correspond aux sphères seules et l'axe droit aux sphères additionnées de T ou Pb. Le diamètre des sphères est indiqué en pouce.	41
Figure 1-13 : Fonction de réponse du Long Compteur de l'IRSN en fonction de l'énergie ...	42
Figure 1-14 : Comparaison des distributions en protons de recul simulées à l'aide du code de calcul SPHERE [50] et expérimentales à 144, 250 et 565 keV, obtenues avec les compteurs sphériques proportionnels <i>SP2H2</i> de l'IRSN.	43
Figure 1-15 : Reconstruction de la distribution en énergie de la fluence mesurée à 250 keV (traits pleins) avec le système SP2 de l'IRSN d'après trois codes de déconvolution (GRAVEL, SPECAN et FTIKREG). Les traits pointillés permettent une comparaison des données déconvoluée par rapport au code cinématique TARGET.	44
Figure 1-16 : Schéma d'un spectromètre à base de liquide scintillant BC501A	45
Figure 1-17 : Reconstruction d'un champ neutronique mono-énergétique de 14 MeV par le spectromètre BC501A de l'IRSN (échelle logarithmique).	45
Figure 1-18 : Vue schématique de la TPC développée par l'IRSN.	47
Figure 1-19 : Reconstruction d'un champ mono-énergétique de 144 keV obtenu avec le système μTPC sur l'installation AMANDE pour un mélange de 60 % d'isobutane et de 40 % de <i>CHF3</i> . La courbe bleue fournit la distribution obtenue par simulation MCNPX.	47
Figure 1-20 : Variation de l'incertitude de mesure neutron <i>UE</i> en fonction de l'énergie et pour différentes distances de vol	48
Figure 2-1 : Vue schématique d'un télescope à protons de recul classique	54
Figure 2-2 : Vue schématique du télescope du PTB : A = fenêtre d'entrée du télescope, B = convertisseur, C = collimateur, D = anodes des compteurs proportionnels, E = collimateur, F = détecteur silicium.	57

Figure 2-3 : Comparaison entre le spectre en protons de recul obtenu expérimentalement par le TPR du PTB et une simulation Monte Carlo réalisée avec le code SIRENA [64] pour deux énergies : 6.0 MeV (à gauche) et 13.76 MeV (à droite).....	57
Figure 2-4 : Efficacité intrinsèque du TPR du PTB en fonction de l'énergie des neutrons incidents	58
Figure 2-5 : Vue schématique du TPR de l'INFN	59
Figure 2-6 : Composition du télescope de l'INFN : a) le convertisseur multicouches, b1) et b2) les détecteurs silicium à pistes, c) le scintillateur CsI(Tl)	59
Figure 2-7 : Reconstruction de la distribution en énergie des neutrons en fonction de leurs énergies ainsi que la contribution des trois catégories d'événements possible au spectre global.	60
Figure 2-8 : Efficacité intrinsèque du télescope de l'INFN en fonction de l'énergie des neutrons incidents.....	61
Figure 2-9 : Incertitudes de mesures de l'énergie neutron : Carrés pleins = incertitude totale, Triangles = contribution du convertisseur à l'incertitude totale, Cercles = contribution des éléments du TPR, Carrés vides = contribution de l'angle de diffusion à l'incertitude totale	61
Figure 2-10 : Le premier prototype du TPR-CMOS, construit en 2009 [65].....	62
Figure 2-11 : Taux de proton émergent du convertisseur pour différente énergie des neutrons, simulation MCNPX	63
Figure 2-12 : Processus de fabrication des diodes silicium compensées au lithium.....	66
Figure 2-13 : Diode Si(Li) utilisée dans le TPR-CMOS pour la mesure de l'énergie résiduelle des protons de recul	67
Figure 2-14 : Schéma d'un transistor de type N-MOS	67
Figure 2-15 : Architecture d'un pixel actif utilisant la technologie CMOS.....	68
Figure 2-16 : Un des trois capteurs CMOS du TPR-CMOS inséré dans l'électronique d'acquisition associée (carte PCB).....	69
Figure 2-17 : Le système de régulation de température du TPR-CMOS composé d'un ventilateur et d'un système à effet Peltier	70
Figure 2-18 : Schéma du dispositif électronique (à gauche) et premier prototype du TPR-CMOS (à droite)	71
Figure 2-19 : Vue schématique de la géométrie du TPR-CMOS	72
Figure 2-20 : Facteur de forme f en fonction de la position de l'interaction $n - p$ (simulation MCNPX).....	76
Figure 2-21 : Angle solide de détection d'un proton de recul émis à la position (x, y) dans le convertisseur	77
Figure 3-1 : Simulations MCNPX a) Taux de création de protons via la réaction $Al(n, p)$ en fonction de l'épaisseur de la feuille d'aluminium et de l'énergie des neutrons incidents, b) comparaison du taux de création de protons dans l'aluminium versus le polyéthylène pour un faisceau de neutrons de 14 MeV.	83
Figure 3-2 : Ouverture angulaire du TPR-CMOS pour trois distances inter-captur : 4 mm (Géométrie 1), 6 mm (Géométrie 2), 8 mm (Géométrie 3)	84
Figure 3-3 : Distribution en énergie des protons de recul dans la diode Si(Li) du TPR-CMOS pour trois distances inter-captur : 4 mm (Géométrie 1), 6 mm (Géométrie 2), 8 mm (Géométrie 3)	85
Figure 3-4 : Résolution de l'estimation d'un champ neutronique de 14 MeV en fonction de la géométrie du TPR-CMOS estimé par simulation MCNPX.....	86
Figure 3-5 : Déviation angulaire d'un proton dans 50 μm de silicium en fonction de son énergie, d'après G. Amsel et al.	87
Figure 3-6 : Déviation latérale d'un proton dans 50 μm de silicium en fonction de son énergie par simulation MCNPX.....	87
Figure 3-7 : Distribution de la déviation angulaire d'un proton par rapport à son angle initial d'émission pour deux énergies : a) 5 MeV (figure de gauche) et b) 14 MeV par simulation MCNPX avec un convertisseur de 50 μm (figure de droite)	88

Figure 3-8 : Visualisation de la géométrie du TPR-CMOS à l'aide du logiciel MORITZ : a) vue extérieure du télescope avec le boîtier en aluminium et la fenêtre d'entrée, b) disposition des éléments du TPR-CMOS à l'intérieur de l'enceinte.	89
Figure 3-9 : Contribution des différentes réactions induites par les neutrons dans le TPR-CMOS au signal mesuré dans la diode. Simulation MCNPX v2.7 avec un champ neutronique de 14 MeV.....	90
Figure 3-10 : Origine de création des protons mesurés dans la diode et créés dans les différents éléments du TPR-CMOS, simulation MCNPX v2.7 avec un champ neutronique de 14 MeV.....	91
Figure 3-11 : Section efficace réaction Si(n,p) et Si(n,n) d'après la base de données nucléaires ENDF/B-VII.....	91
Figure 3-12 : Comparaison entre l'estimateur de l'angle d'émission calculé par le PAD et la valeur vraie fournie par le fichier PTRAC, $\theta_0 - \theta_0$, d'après une simulation MCNPX d'un faisceau neutron de 14 MeV avec un convertisseur de 500 μm	94
Figure 3-13 : Différence de reconstruction entre modèle direct et modèle inverse	95
Figure 3-14 : Comparaison entre estimateur de l'énergie du proton de recul dans les étages de détection et valeur vraie extraite du fichier PTRAC pour une simulation à 14 MeV avec un convertisseur de 500 μm : a) dans les capteurs CMOS et b) dans le convertisseur.....	95
Figure 3-15 : Validité de l'hypothèse réalisée dans le programme d'analyse lors de l'estimation du lieu de création du proton de recul dans le convertisseur, en fonction de son épaisseur, pour des neutrons de 14 MeV (Simulation MCNPX).....	96
Figure 3-16 : Performance de l'estimation de l'énergie neutron E_n en fonction de l'épaisseur de convertisseur à 5, 14 et 17 MeV d'après une simulation MCNPX. Les traits pointillés indiquent la valeur vraie de l'énergie neutron E_n	97
Figure 3-17 : Réponse en fluence du TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur de convertisseur pour trois énergies 5, 14 et 17 MeV d'après une simulation MCNPX	98
Figure 3-18 : Projection du facteur de forme sur le plan (y,z) et ajustement par une fonction de Boltzmann (gauche), facteur de forme obtenu par le calcul après approximations (droite)	99
Figure 3-19 : Comparaison de la réponse en fluence d'après la formule analytique et les simulation Monte Carlo (écart relatif) en fonction de l'énergie et de l'épaisseur de convertisseur	100
Figure 4-1 : Résultats des mesures obtenus par le LNE pour six échantillons de convertisseur d'épaisseurs: 50, 100, 150, 200, 250, et 500 μm	104
Figure 4-2 : Intérieur de la chambre à vide avec le moteur XYZ pour le déplacement de l'échantillon, des cages de Faraday pour stopper le faisceau, un détecteur STIM pour la mesure de l'énergie résiduelle ainsi que deux microscopes assurant le réglage du faisceau.	105
Figure 4-3 : Epaisseur de polyéthylène traversée en fonction de la perte d'énergie d'un faisceau de proton de 2.5 MeV, simulation SRIM.....	106
Figure 4-4 : Profil d'épaisseur d'un échantillon de convertisseur en polyéthylène obtenu à l'aide d'un faisceau de protons de 2.5 MeV	106
Figure 4-5 : Profil d'épaisseur du premier capteur CMOS obtenu à l'aide d'un faisceau de protons de 2.5 MeV.....	108
Figure 4-6 : Courbe d'étalonnage de l'énergie Q des particules déposée dans les capteurs CMOS	109
Figure 4-7 : Charge moyenne collectée dans la zone epitaxiale d'un capteur CMOS en fonction de l'énergie du proton de recul.....	110
Figure 4-8 : a) Vue schématique de la ligne micro faisceau : 1. Quadrupôles 2. Soufflet pour le mouvement vertical 3. Limite vide/air 4. table xy 5.Objectifs et détecteurs 6. Table optique 7.Camera CCD 8. Sol b) Dispositif expérimental : capteur CMOS placé sur la table xy	111
Figure 4-9 : Taux de comptage enregistré par le capteur CMOS (courbe rouge) et le PM (courbe noire) en fonction du temps	111

Figure 4-10 : Efficacité de détection locale du capteur CMOS 1. Les unités des axes X et Y sont indiquées en pixels. Le <i>binning</i> correspond à la taille d'un maillage (soit 300 x 300 μm). L'efficacité est indiquée en pourcent.	112
Figure 4-11 : Distribution de l'efficacité de détection des capteurs CMOS aux protons de 10 MeV	112
Figure 4-12 : Distribution des signaux des particules alpha émises par une tri source d'Am-Pm-Cm dans la diode silicium.....	115
Figure 4-13 : Dispositif expérimental pour l'étalonnage de la diode silicium sur les installations du PTB	115
Figure 4-14 : Droite d'étalonnage de la diode silicium obtenue à partir de cinq points expérimentaux de 5 à 16.4 MeV	116
Figure 4-15 : Distribution en énergie des particules détectées par l'instrument de référence du PTB, pour un faisceau de proton de 10 MeV.....	117
Figure 4-16 : Distribution en énergie des particules mesurées dans le détecteur Si(Li) du TPR-CMOS pour un faisceau de protons de 16.4 MeV.....	118
Figure 4-17 : Reconstruction de l'énergie des protons en face avant du télescope, pour une énergie attendue de 16.4 MeV.....	119
Figure 4-18 : Angle de diffusion des protons évaluée à l'aide de l'estimateur θ_{12} pour des protons de 16.4 MeV	120
Figure 4-19 : Résumé de l'expérience menée au PTB concernant le flux de protons à 10 et 16.4 MeV. Les barres d'erreur sont estimées à 5 % pour le TPR-CMOS.	120
Figure 5-1 : a) Vue en coupe du bâtiment AMANDE et b) Architecture de l'installation AMANDE. Accélérateur : (A) source d'ions, (B) Tandetron, (C) aimant à 90 °, (D) Aimant de déviation à 35°, (E) cible produisant les neutrons. Bâtiment : (1) Hall d'irradiation, (2) Support en béton, (3) caillebotis métallique, (4) bras mobiles et (5) Accès à la plateforme.	124
Figure 5-2 : Distribution spatiale des impacts du proton de recul dans les deux premiers capteurs CMOS : ΔY en fonction de ΔX	127
Figure 5-3 : Différence entre deux estimateurs de l'angle d'émission : $\theta_{13} - \theta_{12}$	127
Figure 5-4 : Comparaison du désalignement des capteurs CMOS dans l'expérience et la simulation MCNPX, visualisation de la différence $\theta_{13} - \theta_{12}$	128
Figure 5-5 : Distributions après application des facteurs correctifs prenant en compte le désalignement des capteurs CMOS	129
Figure 5-6 : Schéma bloc du programme d'analyse développé pour l'analyse des données expérimentales mesurées par le TPR-CMOS	130
Figure 5-7 : Distributions en énergie dans la diode Si(Li) d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite) sans application de filtre restrictifs.....	131
Figure 5-8 : Distributions en énergie des neutrons d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite).....	131
Figure 5-9 : Distributions des χ^2 relatifs à l'ajustement linéaire de la trajectoire en projection sur l'axe Y d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite).....	132
Figure 5-10 : Corrélation entre deux estimateurs de l'angle d'émission (θ_{12} vs θ_{23}) d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite)	132
Figure 5-11 : Corrélation entre la reconstruction de l'énergie de la particule en entrée du capteur CMOS 3 et son dépôt d'énergie dans la zone épitaxiale du CMOS 3, d'après des mesures expérimentales (à gauche) et par simulation (à droite).	133
Figure 5-12 : Reconstruction de la distribution en énergie des neutrons par le TPR-CMOS (courbe noire) comparée à la simulation MCNPX (courbe rouge).....	134
Figure 5-13 : Influence du paramètre ouverture angulaire sur la résolution en énergie du TPR-CMOS.....	135
Figure 5-14 : Reconstruction en énergie des champs neutroniques produits par AMANDE avec le TPR-CMOS : distribution en énergie (figure du haut) et écart par rapport à une	

simulation TARGET, (figure du bas), les barres d'erreurs sont relatives à la résolution du télescope (dispersion des résultats autour de la valeur moyenne).....	136
Figure 5-15 : Résolution du TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur de convertisseur, les lignes rouges représentent les mesures réalisées en parallèle par le BC501A, avec l'incertitude associée. Les lignes bleues représentent les simulations fournies par le code TARGET. ..	137
Figure 5-16 : Distribution en énergie de la fluence du champ neutronique à 14 MeV produit par l'installation AMANDE et reconstruit par le TPR-CMOS. Le flux est calculé par intervalle de $dE = 0.2 \text{ MeV}$	139
Figure 5-17 : Distribution en énergie de la fluence du champ neutronique à 17 MeV produit par l'installation AMANDE, tel que reconstruit par le TPR-CMOS.	140
Figure 5-18 : Simulation MCNPX du champ neutronique réaliste produit par le dispositif CANEL.	142
Figure 5-19 : Distributions en énergie des neutrons de la source AmBe de l'installation CEZANE entre 7 et 11 MeV par le TPR-CMOS et le BC501A	143
Figure 6-1 : Lien entre les variables d'entrée et l'énergie des neutrons.....	149
Figure 6-2 : Schéma bloc du code de propagation Monte Carlo des incertitudes	153
Figure 6-3 : Incertitude systématique sur la valeur moyenne de l'énergie des champs neutroniques mono-énergétiques à $k=1$	154
Figure 6-4 : Résolution ($k=1$) des pics mono-énergétiques avec le TPR-CMOS	155
Figure 6-5 : Ecart entre cinq bibliothèques pour l'évaluation de la section efficace différentielle de réaction à 14 MeV.....	158
Figure 6-6 : Incertitude sur la réponse en fluence en fonction de la précision sur la mesure de la distance d	159
Figure 6-7 : Incertitude sur la mesure de fluence en fonction de l'épaisseur de convertisseur et du temps d'irradiation pour un champ neutronique de 14 MeV avec $\varphi = 2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	160

Liste des tableaux

Tableau 1-1: Classification des neutrons en fonction de leur énergie	22
Tableau 1-2 : Principales réactions α, n obtenues avec une source de ^{210}Po : $E\alpha = 5.304 \text{ MeV}$	23
Tableau 1-3 : Caractéristiques des principales sources de radionucléides produisant des neutrons, recommandées par la norme ISO-8529-1.....	24
Tableau 1-4 : Principales réactions nucléaires utilisées pour la production de champs neutroniques mono-énergétiques dans la gamme 2 keV - 20 MeV.....	25
Tableau 1-5 : Valeurs recommandées par la CIPR-103 pour les facteurs de pondérations de différents rayonnements	37
Tableau 1-6 : Facteur de pondération pour les tissus recommandés par la CIPR-103	38
Tableau 1-7 : Caractéristiques des compteurs proportionnels gazeux.....	44
Tableau 1-8 : Facteurs correctifs pour une source de ^{252}Cf et $^{241}\text{Am} - \text{Be}$ obtenus par modélisation MCNPX.....	49
Tableau 1-9 : Récapitulatif des principales caractéristiques des détecteurs utilisés en métrologie des neutrons.....	50
Tableau 2-1 : Liste des incertitudes de mesures (écart type) pour la mesure de la fluence neutronique dans le TPR du PTB, les résultats sont indiqués en pourcent.	58
Tableau 2-2 : Propriétés des semi-conducteurs intrinsèques de silicium et de germanium	64
Tableau 2-3 : Comparaison de quelques détecteurs silicium en terme de résolution en énergie	65
Tableau 2-4 : Caractéristiques de différents capteurs de position pour la détection de particules	68
Tableau 2-5 : Caractéristiques physiques des capteurs CMOS utilisés dans le TPR-CMOS ..	69
Tableau 2-6 : Valeurs des distances définissant la géométrie du TPR-CMOS, les valeurs sont indiquées en <i>mm</i>	72
Tableau 3-1 : Différentes géométries testées par simulations MCNPX avec un faisceau de neutrons de 14 MeV, les distances sont indiquées en <i>mm</i>	84
Tableau 3-2 : Récapitulatif des déviations angulaire, latérale et de la pixellisation maximale admises lors de la traversée d'un proton de recul de 5, 14 et 20 MeV dans le TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur de convertisseur ; le taux de transmission indique la fraction de protons ayant traversés le télescope en entier.	88
Tableau 3-3 : Epaisseurs des éléments du TPR-CMOS utilisées dans la simulation réaliste du télescope réalisée avec MCNPX.....	89
Tableau 3-4 : Principaux estimateurs calculés par le programme d'analyse des données ..	93
Tableau 3-5 : Caractéristiques des distributions $E_i - E_i$ dans les capteurs CMOS et le convertisseur	96
Tableau 3-6 : Efficacités de détection [$\times 10^{-5}$] entre les télescopes du PTB, de l'INFN, et de l'IRSN. Les incertitudes indiquées correspondent à une incertitude statistique	100
Tableau 4-1 : Epaisseurs moyennes des capteurs CMOS estimées par un faisceau de protons de 2.5 et 3.5 MeV.....	108
Tableau 4-2 : Paramètres de la droite d'étalonnage des ADC des capteurs CMOS	109
Tableau 4-3 : Efficacité moyenne des capteurs de position CMOS	113
Tableau 4-4 : estimation de l'efficacité de détection aux α de la diode Si(Li), comparaison à une simulation MCNPX.....	114
Tableau 4-5 : Flux de protons attendus dans le TPR-CMOS d'après les mesures de références effectuée par le PTB pour deux énergie des protons.....	117
Tableau 4-6 : Comparaison des mesures réalisées par la diode Si(Li) du TPR-CMOS par rapport aux mesures réalisées par le PTB.....	118
Tableau 5-1 : Caractéristiques de l'installation AMANDE	125

Tableau 5-2 : désalignement relatif des capteurs CMOS 1 et 2 par rapport au troisième.	128
Tableau 5-3 : Caractéristiques de la reconstruction en énergie des neutrons par simulation et d'après l'expérience (en MeV)	134
Tableau 5-4 : Conditions expérimentales des irradiations réalisées avec le TPR-CMOS sur l'installation AMANDE.....	135
Tableau 5-5 : Distribution en énergie de la fluence mesurée par le TPR-CMOS et le Long Compteur pour un champ neutronique de 14 MeV. Les résultats indiqués sont normalisé par rapport au nombre de coup moniteur M1 enregistrés pendant les mesures.....	139
Tableau 5-6 : Distributions en énergie de la fluence mesurée par le TPR-CMOS et le BC501A pour un champ neutronique de 14 MeV. Les résultats indiqués sont normalisé par rapport au nombre de coup moniteur M1 enregistrés pendant les mesures.....	141
Tableau 5-7: Dispositif expérimental de la campagne de mesure sur l'installation CEZANE	141
Tableau 5-8: Ecart relatif des mesures du TPR-CMOS sur la source d'AmBe, en prenant comme référence le détecteur BC501A	143
Tableau 6-1 : Contribution des différents paramètres d'entrée à la résolution en énergie du TPR-CMOS et à la mesure de la valeur moyenne	151
Tableau 6-2 : Résolution en énergie du TPR-CMOS pour quelques valeurs de convertisseur et d'énergies des neutrons	156
Tableau 6-3 : Analyse de sensibilité des différentes variables d'entrée sur l'incertitude de la réponse en fluence	159

Introduction

Durant la dernière décennie, la demande croissante de mesures de grande précision dans le domaine de la radioprotection des travailleurs a contribué au développement de nouvelles méthodes de détection des rayonnements ionisants et notamment des rayonnements neutroniques. Que ce soit dans le domaine médical (la radiothérapie), dans le domaine de la recherche ou dans l'industrie nucléaire pour la protection des travailleurs, le calcul des doses reçues est au cœur des préoccupations. Dans cette optique, les méthodes de détection, et surtout les incertitudes associées, sont les garants d'une mesure fiable qui assurent le respect des limites réglementaires des doses reçues.

La métrologie française, pilotée par le LNE (Laboratoire National de métrologie et d'Essais), s'intéresse au développement et au maintien des références pour toutes les grandeurs physiques. Ainsi, la détection et la mesure des rayonnements neutroniques ainsi que les grandeurs dosimétriques associées sont en perpétuelle évolution afin de garantir des mesures de doses de plus en plus précises.

L'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire), en tant que laboratoire associé au LNE, est en charge de la métrologie des rayonnements neutroniques. L'une de ses missions consiste à produire et à maintenir des champs neutroniques considérés comme référence. De fait, la caractérisation de ces champs neutroniques, en énergie et en fluence, requiert le développement de détecteurs de grande précision. Cette nouvelle génération de détecteurs permettra d'assurer les mesures de références neutrons pour de futurs étalonnages de détecteurs. Ce travail de thèse, réalisé au sein du LMDN (Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons) de l'IRSN, est dédié à l'étude et au développement d'un détecteur de neutrons, nommé ATHENA (*Accurate Telescope for High Energy Neutron metrological Applications*) pour la caractérisation métrologique de champs neutroniques dans une gamme d'énergie allant de 5 MeV à 20 MeV, correspondant aux neutrons rapides.

La première partie de ce travail sera consacrée aux moyens de détection des neutrons. Les différentes méthodes de production et de caractérisation de champs neutroniques seront exposées ainsi que leur situation au niveau de la chaîne métrologique.

La seconde partie de l'étude sera dédiée plus particulièrement aux télescopes à protons de recul ; les choix qui motivent l'utilisation de cette méthode pour la caractérisation de champs neutroniques et les technologies existantes de télescopes seront exposés.

Les simulations du fonctionnement du télescope à pixels actifs étudié feront l'objet de la troisième partie du manuscrit. La détermination du bruit de mesure et les performances attendues du dispositif seront présentées dans cette partie.

La quatrième partie de l'étude s'attachera à la description et à la caractérisation des étages de détection du télescope. Une étude sera dédiée à chaque élément du télescope afin de déterminer leurs performances individuelles, ceci avant d'exposer la caractérisation du dispositif complet.

La caractérisation expérimentale de champs neutroniques avec le TPR-CMOS sera exposée dans une cinquième partie. Les résultats concernant les tests en champs mono-énergétiques et en source AmBe seront présentés.

Ce travail ayant pour ambition de parvenir à un niveau métrologique, la sixième et dernière partie du manuscrit concernera la qualification métrologique du télescope. La

détermination des incertitudes relatives à la mesure de l'énergie et la fluence neutronique sera détaillée et une analyse de sensibilité des paramètres influents sera proposée.

1 La métrologie des rayonnements neutroniques

1.1	La chaîne métrologique.....	20
1.1.1	Les étalons primaires.....	20
1.1.2	Les étalons secondaires.....	21
1.1.3	Les étalons de transfert.....	22
1.2	Éléments de physique des neutrons	22
1.2.1	Généralités	22
1.2.2	La production de champs neutroniques rapides.....	22
	Sources de radionucléides	22
	Accélérateurs de particules chargées.....	24
1.2.3	Interaction des rayonnements avec la matière	25
	Interaction neutron-matière	25
	Interaction photon-matière	28
	Interaction des particules chargées avec la matière	30
	Interaction des particules lourdes chargées (p,α etc.).....	30
	Le cas de l'électron	32
	Effets statistiques sur le parcours des particules chargées dans la matière	33
	Straggling en énergie	34
	Diffusions multiples (MCS)	35
1.2.4	Les grandeurs d'intérêt en neutronique	36
	Les grandeurs physiques	36
	Les grandeurs dosimétriques	37
	Les grandeurs de protection.....	37
	Les grandeurs opérationnelles	38
1.2.5	La métrologie appliquée aux rayonnements neutroniques.....	38
1.3	Les méthodes de mesure des champs neutroniques.....	40
1.3.1	Détection par modération des neutrons.....	40
	Les spectromètres à base de sphères de Bonner	41
	Les détecteurs de type Long Compteur	42
1.3.2	Détection par noyau de recul (n, n).....	42
	Les compteurs sphériques proportionnels.....	43
	Les scintillateurs liquides.....	44
	Les télescopes à noyaux de recul.....	46
1.3.3	Méthodes additionnelles de mesure des champs neutroniques.....	48
	La méthode temps de vol ToF	48
	La méthode du bain de Manganèse.....	49
1.3.4	Comparaison des différentes méthodes de détection.....	49

Nous commencerons par exposer les principes généraux de la métrologie des rayonnements neutroniques. Il s'agit ici de présenter le cheminement de la démarche métrologique, depuis les concepts généraux de la chaîne métrologique jusqu'à la présentation des moyens de production et de caractérisation des champs neutroniques. Un effort particulier sera porté sur les moyens de détection des neutrons, qui sont à la base de la métrologie des rayonnements neutroniques.

1.1 La chaîne métrologique

La compréhension des phénomènes physiques, que ce soit en physique nucléaire ou dans d'autres branches de la physique, est rendue possible par la mise au point de procédés de mesures qui permettent l'identification et la quantification de ces phénomènes. Les moyens de mesures mis en œuvre servent donc à caractériser et à quantifier les phénomènes en question. La caractérisation d'une grandeur physique se fait à l'aide d'une unité de mesure qui permet la quantification de la grandeur. Par exemple, la masse (la grandeur physique) d'un objet est déterminée à l'aide d'une balance (le moyen de mesure). Le résultat renvoyé par la balance est exprimé dans une unité de mesure (ici le kg) qui permet la quantification de la masse de l'objet. A chaque grandeur physique correspond une unité de mesure (et ses multiples) : le mètre (*m*) pour les longueurs, la seconde (*s*) pour les durées, l'ampère (*A*) pour les intensités etc. Le Système International (SI) décrit les unités de mesures.

La science de la mesure, appelée métrologie, est la branche de la physique qui s'intéresse à la mesure des grandeurs physiques, depuis le processus de mesure jusqu'à la quantification des incertitudes qui lui sont associées. La métrologie garantit également la définition des grandeurs physiques ainsi que leur conservation par le biais d'étalons de mesure. En reprenant l'exemple de la balance, la validité de la masse indiquée par une balance est garantie parce qu'elle a été *étalonnée* auprès d'un étalon qui fournit une référence de la masse. La hiérarchisation des étalons, qui indique la suite d'étalonnages depuis la référence primaire jusqu'au système de mesure final, constitue la chaîne métrologique. La chaîne métrologique garantit la traçabilité d'un résultat de mesure à une référence. L'ensemble des termes utilisés en métrologie est défini dans le VIM (Vocabulaire International de Métrologie) [1].

Au niveau mondial, le BIPM (Bureau International des Poids et Mesures) garantit la traçabilité des mesures au Système International et coordonne les comparaisons internationales des étalons nationaux. En France, le LNE (Laboratoire National de métrologie et d'Essais) détient les références nationales de toutes les grandeurs physiques.

1.1.1 Les étalons primaires

Les étalons primaires se situent en haut de la chaîne métrologique ; ils constituent les étalons nationaux pour chaque grandeur physique. Un étalon primaire est obtenu soit de manière arbitraire à l'aide d'un objet qui définit la grandeur (par exemple le kilogramme étalon - voir Figure 1-1) soit à l'aide d'un processus de mesure primaire. Un processus de mesure primaire est une procédure qui vise à l'obtention d'un résultat de mesure sans étalonnage au préalable avec un étalon d'une même nature (par exemple la seconde, qui est définie comme « la durée de 9192631770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de Césium 137 » [2]).



Figure 1-1 : Le kilogramme étalon, conservé au BIPM, composé de 90 % de platine et de 10 % d'iridium

1.1.2 Les étalons secondaires

Un niveau en dessous des étalons primaires se situent les étalons secondaires. Il s'agit d'étalons établis en référence à un étalon primaire par le biais d'un étalonnage. Par voie de conséquence, les incertitudes associées aux étalons secondaires comprennent d'une part les incertitudes intrinsèques de l'étalon secondaire et d'autre part les incertitudes liées à l'étalon primaire. A titre d'exemple, jusqu'en 1960, la référence primaire du mètre étalon était définie par une barre métallique composée de platine et d'iridium. Des répliques de cet étalon ont alors été produites afin de servir d'étalons secondaires et être utilisés au quotidien (Cf. Figure 1-2).

Pour des raisons de pérennisation et de précision de mesures, cette définition du mètre étalon a été abandonnée. Depuis 1983, le mètre est défini (processus primaire) comme « la distance parcourue par la lumière dans le vide en $1/299792458$ s ».

Cet exemple illustre parfaitement les motivations de la métrologie qui cherche sans cesse des moyens de mesure de plus en plus précis et pérennes dans le temps.



Figure 1-2 : Un exemplaire du mètre étalon, situé 36 rue de Vaugirard, Paris, VI^e

1.1.3 Les étalons de transfert

Afin de comparer deux étalons entre eux, il est possible d'utiliser un étalon de transfert qui réalise l'intermédiaire entre deux étalons qui ne sont pas déplaçables. Par exemple, un objet de masse m étalonné avec un étalon secondaire et qui servirait à étalonner à son tour un autre étalon.

1.2 *Eléments de physique des neutrons*

1.2.1 Généralités

La découverte en 1932 du neutron est due à J. Chadwick (Prix Nobel, 1935), à la suite d'expériences menées par Bothe & Becker (1930) et Joliot-Curie (1931). Le neutron, constituant du noyau avec le proton, possède une masse équivalente proche de ce dernier ($m_n = 1.67494 \times 10^{-27} \text{ kg}$). Le neutron ne possède pas de charge électrique et présente une durée de vie d'environ 15 min (886.8 s), il est constitué de trois quarks (udd). De par sa neutralité électrique, le neutron interagit avec la matière uniquement par réaction nucléaire (contrairement aux particules chargées - proton, électron, etc), ce qui le rend difficilement détectable. Par conséquent, le neutron fait partie, avec le photon, des rayonnements dits « indirectement ionisants ». Ce sont les particules secondaires chargées, créées lors de l'interaction d'un neutron avec la matière, qui sont responsables de l'ionisation du milieu traversé et donc de la dose absorbée. Les rayonnements neutroniques sont considérés comme fortement pénétrants (du fait de leur faible interaction avec la matière) et peuvent s'étendre sur une large gamme en énergie. Une classification des neutrons en fonction de l'énergie est proposée dans le Tableau 1-1. Le canal exact d'interaction du neutron avec la matière dépend principalement de son énergie.

Tableau 1-1: Classification des neutrons en fonction de leur énergie

Dénomination	Gamme d'énergie
Froid	< 25 meV
Thermique	25 meV - 0.5 eV
Epithermique	0.5 eV - 1 keV
Intermédiaire	1 keV - 0.5 MeV
Rapide	0.5 MeV - 50 MeV
Relativiste	> 50 MeV

1.2.2 La production de champs neutroniques rapides

Il existe deux méthodes principales qui permettent la production de champs neutroniques : la première est basée sur l'utilisation de sources radioactives [3] et la seconde consiste en l'accélération de particules chargées qui, par interaction sur une cible mince adaptée, produisent un champ neutronique dont les caractéristiques peuvent être prédites par la cinématique des réactions mises en jeu. Il existe un grand nombre d'installations au niveau mondial délivrant des champs neutroniques, que ce soit par le biais de sources de radionucléides ou par accélération de particules chargées [4].

Sources de radionucléides

La réaction principale utilisée pour la production de champs neutroniques est la réaction (α, n) . L'interaction d'une particule α avec les atomes d'une cible judicieusement choisie produit un champ neutronique dont la distribution en énergie de la fluence dépend,

d'une part, de l'énergie E_α des particules α émises et d'autre part, du nombre d'atomes cible N composant la source. Les réactions mises en jeu sont pour la plupart des réactions exothermiques même si quelques-unes sont des réactions à seuil [5]. Dans certains cas, la réaction peut donner lieu à l'émission d'un rayonnement γ (Cf. Tableau 1-2).

Tableau 1-2 : Principales réactions (α, n) obtenues avec une source de ^{210}Po : $E_\alpha = 5.304 \text{ MeV}$

Réaction	Seuil en énergie [MeV]	Rayonnement γ [MeV]
$^6\text{Li}(\alpha, n) ^9\text{B}$	6.64	-
$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	Exothermique	4.45
$^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$	Exothermique	-
$^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$	2.33	-
$^{23}\text{Na}(\alpha, n)^{22}\text{Al}$	3.48	-
$^{24}\text{Mg}(\alpha, n)^{27}\text{Si}$	8.45	-
$^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$	3.06	-

La distribution du spectre énergétique des neutrons produits dépend de l'énergie des α incidents (Cf. Figure 1-3). La génération des particules α se fait par l'intermédiaire d'une source radioactive, il peut s'agir de polonium, d'américium etc. La chaîne de réaction se fait alors en deux étapes : la génération de la particule α et la réaction avec la cible.

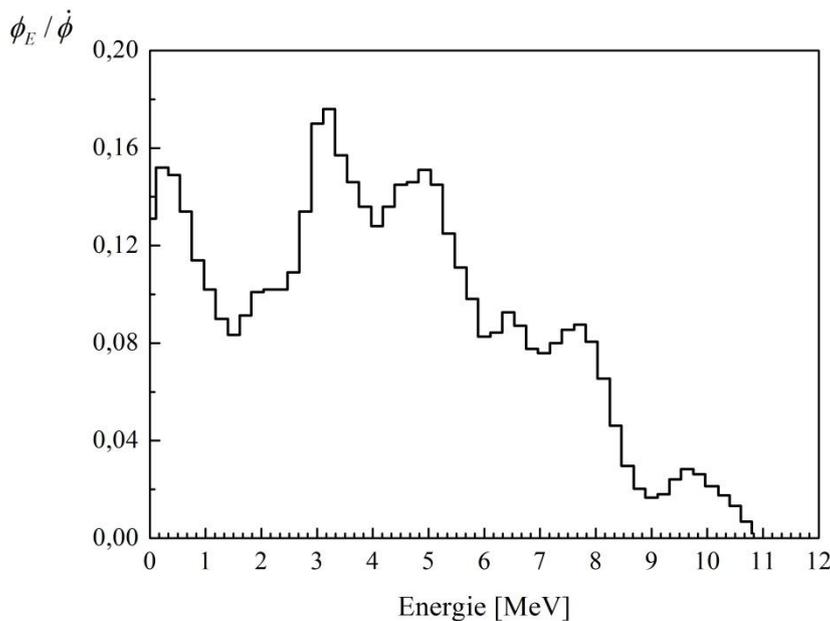


Figure 1-3 : Exemple d'une distribution en énergie du spectre des neutrons produits par une source d' ^{241}Am - ^9Be , d'après la norme ISO-8529-1

La seconde voie de création de champs neutroniques est l'utilisation de sources de fissions spontanées. Seuls quelques radionucléides (^{232}U , ^{238}U , ^{242}Pu , ^{244}Cm , ^{252}Cf ...) permettent la génération de neutrons de cette manière. La durée de vie de telles sources varie de quelques années (^{252}Cf) à plusieurs millions d'années (^{238}U). Une coquille de cadmium contenant de l'eau lourde D_2O , peut également être utilisée afin de thermaliser le spectre produit par la source de fission. Le spectre en énergie de la fluence Φ_E produit par une source de ^{252}Cf dépend du débit de fluence Φ , de l'énergie du neutron E et T un paramètre fixe du spectre ($T = 1.42 \text{ MeV}$ pour le californium). Il est donnée par la relation suivante :

$$\Phi_E = \frac{2}{\sqrt{\pi T^3}} \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{T}} \cdot \Phi \quad 1-1$$

La norme ISO-8529 traite des champs neutroniques de référence et fournit des recommandations en ce qui concerne les sources de radionucléides pour la production de neutrons (Cf. Tableau 1-3) [6].

Tableau 1-3 : Caractéristiques des principales sources de radionucléides produisant des neutrons, recommandées par la norme ISO-8529-1

Source	Période [années]	Energie moyenne [MeV]	Débit d'émission [$s^{-1} Bq^{-1}$] ou [$s^{-1} kg^{-1}$]*
$^{241}Am - Be(\alpha, n)$	432	4.16	$6.6 \times 10^{-5} s^{-1} Bq^{-1}$
^{252}Cf	2.65	2.13	$2.3 \times 10^{15} s^{-1} kg^{-1}$
$^{252}Cf + D_2O$	2.65	0.55	$2.1 \times 10^{15} s^{-1} kg^{-1}$

* Concernant la source de ^{252}Cf , le débit d'émission est relié à la masse de californium contenue dans la source. Pour les autres sources, le débit d'émission est relié à l'activité de l'americium-241 contenu dans la source.

La dernière possibilité de production est le recours à une réaction de type (γ, n) . Dans ce cas l'absorption du rayonnement γ par une cible permet l'émission d'un neutron dont l'énergie correspond à la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison du neutron. Il existe plusieurs sources émettrices γ ($^{24}Na, ^{88}Y, ^{124}Sb$, etc.), les deux principales chaînes de réactions (γ, n) se font via les réactions $^2H(\gamma, n) ^1H$ ou $^9Be(\gamma, n) ^8Be$.

Accélérateurs de particules chargées

L'utilisation de sources de radionucléides permet la création de champs neutroniques étendus, cependant la création de champs mono-énergétiques n'est possible que par accélération de particules chargées sur une cible mince. Un champ est considéré comme mono-énergétique (i.e. pour un angle θ fixé correspond une énergie neutron E_n fixée), si la condition $\Delta E_n/E_n \ll 1$ est respectée. D'une manière générale, l'accélération des particules se fait en plusieurs étapes, qui sont indépendantes du type d'accélérateur considéré :

- Une source d'ions ($^1H, ^2H, \alpha$, etc.) est placée au tout début de la ligne accélératrice. Les ions sont généralement produits par ionisation d'un gaz et confinés dans un plasma. Les ions sont ensuite extraits par une haute tension de quelques kV appliquée entre deux électrodes.
- L'accélération des ions proprement dite se fait par l'application d'une très haute tension, équivalente à quelques MV, dans un tube accélérateur sous vide.
- La focalisation du faisceau est assurée par une série de quadrupoles et de fentes réglables avec une grande précision.
- Une étape optionnelle peut être envisagée. Cette étape consiste en un pilotage très précis de l'énergie des particules et de la stabilité du faisceau, à l'aide d'un aimant de déviation. Le champ magnétique B produit par l'aimant permet la sélection des particules correspondant à l'énergie désirée, les autres particules étant déviées.
- En fin de ligne est placée la cible utilisée pour la production des champs neutroniques mono-énergétiques. Un système de refroidissement et de rotation de la cible peut être ajouté afin de garantir, d'une part, l'homogénéité du champ produit, et d'autre part, la tenue dans le temps de la cible.

L'énergie et les flux accessibles des champs neutroniques dépendent de plusieurs paramètres. La nature de la cible et de la particule accélérée sont les facteurs qui déterminent le champ neutronique produit. La cinématique des réactions considérées permet quant à elle la prédiction de l'énergie des neutrons.

Le flux est quant à lui relié à différents paramètres : au courant du faisceau d'ions arrivant sur la cible, à l'épaisseur de la cible utilisée et aux sections efficaces de production des neutrons dans la cible. Le Tableau 1-4 présente les principales réactions qui donnent lieu à la production de champs neutroniques mono-énergétiques dans la gamme 2 keV - 20 MeV par accélération de protons p ou de deutons d [7].

Tableau 1-4 : Principales réactions nucléaires utilisées pour la production de champs neutroniques mono-énergétiques dans la gamme 2 keV - 20 MeV

Réaction	Energie particule (p ou d) [MeV]	E_n à 0° [MeV]	ΔE_n [keV]	Y_E [$\text{sr}^{-1}\mu\text{C}^{-1}$]*
${}^7\text{Li}(p, n) {}^7\text{Be}$	1.940	0.144	12	6.8×10^6
${}^7\text{Li}(p, n) {}^7\text{Be}$	2.020	0.250	11	3.4×10^6
${}^7\text{Li}(p, n) {}^7\text{Be}$	2.297	0.565	8	1.5×10^6
$T(p, n) {}^3\text{He}$	3.357	2.5	152	2.8×10^7
$D(d, n) {}^3\text{He}$	2.50	5	191	5.1×10^6
$T(d, n) {}^4\text{He}$	0.208	14.8	407	1.3×10^7
$T(d, n) {}^4\text{He}$	2.689	19	375	3.7×10^6

* Y_E est le rendement spectral, il est relié à la section efficace différentielle d'émission σ_{p-n} d'un neutron à un angle θ pour une énergie proton E_p par la relation suivante :

$$Y_E = \frac{1}{n \cdot e_0} \cdot \left(\frac{N_A}{\mu}\right) \cdot x \cdot \frac{\sigma_{p-n}(\theta, E_p)}{f(E_p) \cdot S(E_p)} \quad 1-2$$

avec S le pouvoir d'arrêt du projectile dans la cible, $f = dE_n/dE_p$ le facteur cinématique, x et μ la fraction massique de l'isotope d'intérêt dans la cible et sa masse moléculaire, n le nombre d'atomes cible, e_0 l'épaisseur de la cible et N_A le nombre d'Avogadro. Le rendement spectral est maximum si le pouvoir d'arrêt est minimum et la fraction massique de l'isotope dans la cible proche de 1.

1.2.3 Interaction des rayonnements avec la matière

L'interaction des rayonnements avec la matière est divisée en deux catégories selon que les rayonnements sont « directement ionisants » ou « indirectement ionisants ». La première catégorie regroupe les particules chargées qui ionisent la matière lors de leur passage, c'est le cas des protons, des électrons, des alpha, des muons etc. La seconde catégorie concerne les particules neutres, qui n'interagissent pas avec le cortège électronique des atomes, mais uniquement par interactions nucléaires. C'est par exemple le cas du neutron et du photon. Si ces particules ne sont pas ionisantes, les particules secondaires qu'elles génèrent peuvent par contre ioniser la matière. Le cas du neutron nécessite donc d'étudier d'une part l'interaction directe des neutrons avec le noyau atomique et d'autre part l'ionisation due aux particules secondaires générées.

Interaction neutron-matière

Les neutrons interagissent avec le noyau atomique via deux types de réactions : les réactions de diffusion (où le neutron est diffusé par le noyau) et les réactions d'absorption (où le neutron est absorbé par le noyau).

Les réactions de diffusion sont au nombre de deux : les réactions dites « élastiques » et les réactions dites « inélastiques ». Ces réactions sont prépondérantes à haute énergie mais le taux de réaction chute rapidement au-delà de 20 MeV.

– Les collisions élastiques (n, n) sont des réactions sans seuil où le neutron est simplement diffusé par le noyau cible, avec conservation de l'énergie cinétique. A l'issue de la collision, le neutron d'une part et le noyau cible d'autre part sont diffusés. Les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion du système ($n +$ cible) permettent d'obtenir une relation simple entre l'énergie du neutron E_n incident, l'énergie du noyau cible E_r et son angle de diffusion θ dans le référentiel du laboratoire :

$$E_r = E_n \cdot \cos^2\theta \cdot \left(\frac{4M_n M_r}{(M_n + M_r)^2} \right) \quad 1-3$$

Le facteur $\Gamma = \cos^2\theta \cdot \left(\frac{4M_n M_r}{(M_n + M_r)^2} \right)$ indique la fraction d'énergie transmise au noyau de recul par le neutron incident. Lorsque la masse du neutron M_n est quasiment identique à celle du noyau de recul M_r (i.e. lors d'une collision ${}^1H(n, n)$), la fraction d'énergie transmise est maximale et la relation devient :

$$E_p = E_n \cdot \cos^2\theta \quad 1-4$$

L'augmentation de la masse du noyau de recul a pour effet de diminuer de manière importante le facteur Γ , ceci explique le choix de matériau léger pour la modération. Il vaut 0.88 dans le cas du deutérium et tombe à 0.1 dans le cas de l'oxygène.

La collision élastique est la réaction mise à profit dans de nombreux systèmes de détection en particulier dans les détecteurs à noyaux de recul, qui font l'objet de ce travail.

La réaction de diffusion élastique présente l'avantage que sa section efficace peut être considérée en première approximation comme isotrope dans le référentiel du laboratoire. De ce fait, la distribution de l'énergie des noyaux de recul est quasi uniforme. Dans le cas du proton comme noyau de recul, l'énergie transmise s'étend de 0 pour une émission à 90° à E_n dans le cas d'un choc frontal ($\theta = 0^\circ$). Sous cette hypothèse, la probabilité $p(E)$ que le noyau de recul soit émis avec une énergie E vaut $p(E) = 1/E_n$.

La section efficace est relativement bien connue entre 1 et 20 MeV. J.L. Gammel [8] a proposé une formule semi-empirique qui décrit la section efficace totale de diffusion élastique ${}^1H(n, n)$ en fonction de l'énergie E_n du neutron incident :

$$\sigma_n(E_n) = \frac{3\pi}{(a + b E_n + c E_n^2)^2 + d E_n} + \frac{\pi}{(e + f E_n)^2 + d E_n} \quad 1-5$$

Avec : $a = -1.86$, $b = 0.09415$, $c = 0.00001307$, $d = -1.206$, $e = 0.4223$, et $f = 0.13$. Cette relation fournit une très bonne approximation de la section efficace totale comparée aux données les plus récentes, notamment la base de données nucléaire ENDF/B-VII [9]. Les différences observées sont de moins de 0.3 % dans la gamme 1-20 MeV.

Bien que la section efficace soit quasi-isotrope, la très grande précision (de l'ordre de quelques pourcents) requise lors de la détermination de l'efficacité de détection d'un instrument de mesure impose de prendre en compte la légère anisotropie de la réaction. Une approximation de la section efficace différentielle $\sigma(\theta, E_n)$ est donnée par Gammel, en supposant un changement non relativiste depuis le référentiel du centre-de-masse θ_{CM} vers celui du laboratoire $\theta_{Lab} = \theta = (\pi - \theta_{CM})/2$:

$$\sigma(\theta, E_n) = \frac{\sigma_n(E_n) \cdot \cos\theta}{\pi} \cdot \left[\frac{1 + 2(E/90)^2 \cdot \cos^2 2\theta}{1 + (2/3) \cdot (E/90)^2} \right] \quad 1-6$$

Entre 1 et 20 MeV, des corrections relativistes liées aux changements de référentiels doivent être appliquées. En effet, les bases de données, tel ENDF/B-VII, fournissent les sections efficaces différentielles dans le centre-de-masse $\sigma(\theta_{CM}, E_n)$. Or, les calculs d'efficacité de détection se font dans le référentiel du laboratoire. Les facteurs correctifs à appliquer sont donnés par [10] :

$$\sigma(\theta, E_n) = \sigma(\theta_{CM}, E_n) \cdot \left[\frac{4 \cdot \cos \theta}{\gamma \cdot (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)} \right] \quad 1-7$$

Avec γ et β , les facteurs relativistes de Lorentz :

$$\gamma = \frac{1 + E_n(M_n + M_p)^{-1}}{\sqrt{1 + 2E_n M_p (M_n + M_p)^{-2}}} \text{ et } \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$$

Et la relation de passage entre θ_{CM} et θ :

$$\cos \theta_{CM} = \frac{\gamma^2 \tan^2 \theta - 1}{\gamma^2 \tan^2 \theta + 1}$$

– Les réactions de diffusions inélastiques (n, n') sont des réactions à seuil qui deviennent significatives à partir de la dizaine de MeV. Dès lors, l'énergie du neutron incident est suffisante pour exciter le noyau. Le passage par un noyau composé donne le plus souvent lieu à un rayonnement de désexcitation γ et à l'émission d'un neutron n' dont l'énergie est inférieure à l'énergie du neutron incident. L'énergie cinétique du système n'est pas conservée dans ce type de réaction.

La deuxième catégorie de réactions sont les réactions où la pénétration du neutron dans le noyau donne lieu à la création d'un état intermédiaire, le noyau composé. Les différentes réactions envisageables sont : la capture radiative (n, γ), les réactions de transmutations ((n, p) , (n, α)), les réactions de fission (n, f) etc.

– La capture radiative (n, γ) se produit lorsque le neutron en pénétrant dans le noyau possède suffisamment d'énergie pour le placer dans un état excité. La désexcitation du noyau se fait par émission γ . L'isotope ainsi créé peut, s'il est radioactif, donner lieu à un phénomène d'activation. Ce phénomène est particulièrement important dans le domaine de la radioprotection des travailleurs dans le cas de rayonnements neutroniques qui potentiellement activent les matériaux environnants.

– Les réactions de fission induite (n, f) se produisent lorsque les noyaux cible possèdent un nombre de masse A élevé (U, Th, Pu etc.). Dans ce cas, le noyau est scindé en plusieurs éléments (généralement deux) appelés produits de fission. L'émission d'un ou plusieurs neutrons accompagne la fission ($N_{n'} = 2.42$ dans le cas de ^{235}U). Les produits de fission radioactifs se désintègrent, éventuellement jusqu'à obtenir un produit stable.

– Les réactions de transmutation (n, x) produisent des particules chargées (p, α etc.). Ce sont des réactions à seuil qui donnent lieu à la création d'un nouvel élément lors de la désexcitation de la particule chargée. Ces réactions sont particulièrement utilisées pour la détection de neutrons thermiques via la réaction $^3He(n, p) ^3H$ qui présente une section efficace très importante. Ces réactions interviennent également en tant que réactions parasites dans les systèmes de détection à base de semi-conducteur via les réactions $^{28}Si(n, p) ^{28}Al$ et $^{28}Si(n, \alpha) ^{25}Mg$.

Lorsqu'un rayonnement neutronique interagit avec la matière, la totalité des réactions évoquées peuvent se produire donnant ainsi lieu à une section efficace totale microscopique σ_T qui prend en compte tous les phénomènes (Cf. Figure 1-4).

$$\sigma_T = \sigma_{nn} + \sigma_{nn'} + \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nx} + \sigma_{nf} + \dots$$

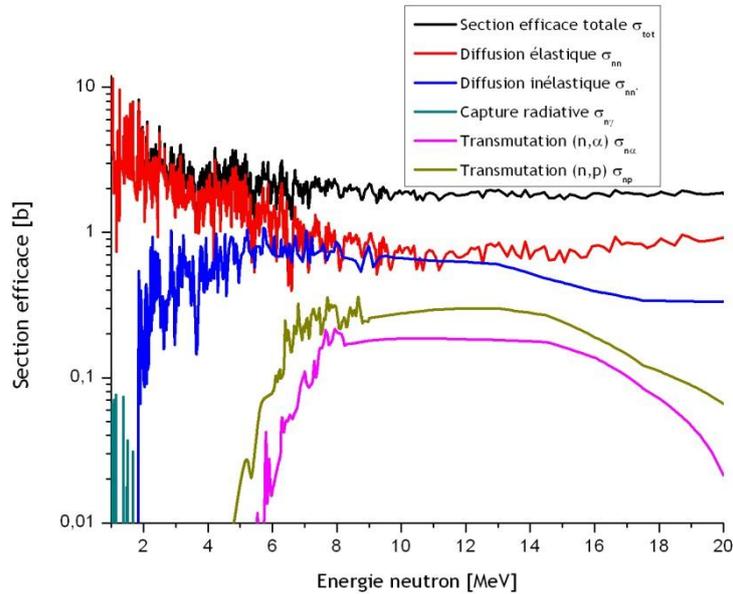


Figure 1-4 : Contribution des différentes interactions nucléaires à la section efficace totale de réaction avec le ^{28}Si en fonction de l'énergie, d'après ENDF/B-VII.

La conséquence directe de ces interaction est le phénomène d'atténuation d'un faisceau de neutrons lorsqu'il traverse la matière. La section efficace macroscopique Σ_T est définie comme le produit de la section efficace microscopique σ_T et du nombre d'atomes cible par unité de volume N : $\Sigma_T = N \cdot \sigma_T$. Cette grandeur permet de définir le coefficient d'atténuation lors de la traversée d'un matériau d'épaisseur x :

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\Sigma_T x} \tag{1-8}$$

Interaction photon-matière

Les photons, en tant que particules neutres, font partie des rayonnements indirectement ionisants. Les trois modes d'interactions des photons avec la matière (effet photoélectrique, effet Compton et création de paires) sont fortement dépendants de l'énergie des photons incidents - Cf Figure 1-5. L'interaction du photon avec l'atome se fait principalement par l'intermédiaire du cortège électronique (photoélectrique + Compton). Un effet nucléaire indirect (γ virtuel) donne lieu à la création de paires e^+e^- ; le rayonnement β est susceptible de provoquer une perturbation des mesures d'un détecteur de particules. Toutes ces interactions mènent à un transfert d'énergie complet ou partiel de l'énergie du photon E_γ à l'énergie de l'électron E_{e^-} [11] (voire à la paire e^+e^-).

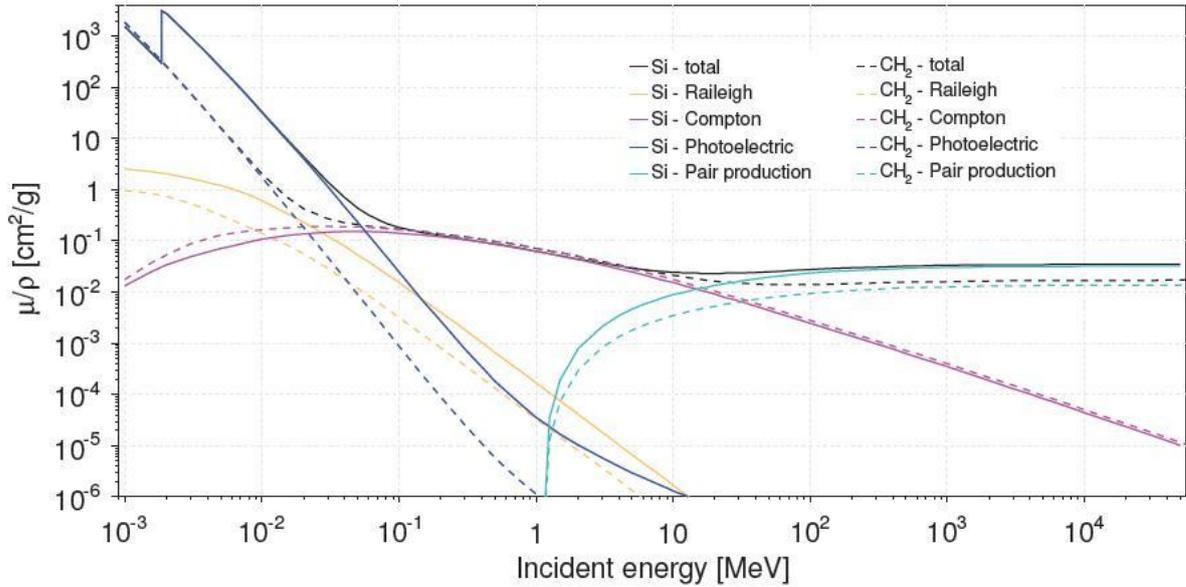


Figure 1-5 : Contribution des différents effets (Compton, photo-électrique, création de paires etc.) au coefficient d'atténuation massique pour le silicium et le polyéthylène [12]

Parce que la production d'un champ neutronique est inévitablement accompagnée d'un champ photonique (champ mixte), l'étude des modes d'interaction photon-matière est importante.

– L'effet photoélectrique τ correspond à l'absorption d'un photon par l'atome composant le matériau. Dans cette interaction le photon d'énergie $E_\gamma = h\nu$ disparaît complètement et un photoélectron est éjecté du cortège électronique avec une énergie E_{e^-} :

$$E_{e^-} = h\nu - E_i \quad 1-9$$

avec E_i l'énergie de liaison de l'électron éjecté. Pour des rayonnements γ de plus de 100 keV, E_i est négligeable et l'électron emporte la quasi-totalité de l'énergie du photon incident. L'effet photoélectrique est le mode d'interaction prédominant pour les photons de basse énergie et dans les matériaux à fort numéro atomique. Une approximation de la probabilité d'absorption d'un photon par effet photoélectrique est donnée par la relation 1-10, l'exposant n varie entre 4 et 5 suivant la région en énergie du photon incident.

$$\tau \cong Cst \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad 1-10$$

– L'effet Compton (σ) est un phénomène de diffusion d'un photon incident sur les atomes d'un matériau absorbant. Il s'agit de l'effet prédominant aux énergies intermédiaires et notamment aux énergies typiques des sources de radionucléides. Lors de ce processus, le photon est diffusé avec un angle θ_γ et un électron de recul est émis avec un angle θ_{e^-} . L'énergie cinétique transférée à l'électron E_{e^-} peut varier de zéro à une grande partie de l'énergie du photon incident. A l'issue de l'interaction, le photon diffusé et l'électron de recul ont respectivement les énergies E'_γ et E_{e^-} suivantes, avec $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$ la masse au repos de l'électron :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos \theta_\gamma)} \quad 1-11$$

et

$$E_{e^-} = E_{\gamma}' \cdot \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \theta_{\gamma}) \quad 1-12$$

La section efficace différentielle de diffusion est donnée par la formule de *Klein-Nishina* [13] : $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(Z, r_0, E_{\gamma}, \theta_{\gamma})$ où $r_0 = 2.8 \text{ fm}$ est le rayon classique de l'électron.

– La création de paires (K) se caractérise par la création d'une paire e^-/e^+ à la suite de la disparition d'un photon énergétique. Ce phénomène n'est possible que si l'énergie E_{γ} du photon est supérieure à $2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}$. L'excédent d'énergie est transformé en énergie cinétique qui est emportée par la paire e^-/e^+ . Le positon créé est rapidement annihilé pour générer à son tour deux photons. Ce phénomène peut être gênant pour les systèmes de détection γ . La création de paires est le phénomène prédominant pour les hautes énergies (au-delà de 5 MeV) et les forts numéros atomiques.

Comme pour tout rayonnement indirectement ionisant, un faisceau de photons est progressivement atténué lorsqu'il traverse la matière. La probabilité d'interaction d'un photon dans la matière correspond à :

$$\mu = \sigma + \tau + K$$

Interaction des particules chargées avec la matière

Les rayonnements ionisants interagissent directement avec la matière, à l'inverse des particules neutres. Le faisceau n'est pas « atténué » au sens statistique mais ralenti dans la matière. Ce ralentissement est dû au fait que la particule cède une partie de son énergie au milieu. Dans cette partie, une distinction entre le cas de l'électron et les autres particules chargées sera réalisée.

Les pertes d'énergie au cours du parcours de la particule sont de deux origines : d'une part une perte d'énergie par interaction avec le cortège électronique, il s'agit alors de perte d'énergie par ionisation, et d'autre part (et dans une proportion moindre) une perte d'énergie par interaction avec le noyau atomique.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx_{\text{Ion}}} + \frac{dE}{dx_{\text{Nucl}}}$$

Dans la gamme d'énergie allant de 1 à 20 MeV, les pertes d'énergie nucléaires sont très largement inférieures aux pertes par ionisation. Par conséquent, dans la suite de ce travail, les pertes d'énergie $\frac{dE}{dx}$ désigneront uniquement les pertes d'énergie par ionisation. Le *pouvoir d'arrêt linéique* (ou « *linear stopping power* ») est défini comme :

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad 1-13$$

Il s'agit de la perte d'énergie d'une particule chargée par unité de longueur, son unité est le $\text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Interaction des particules lourdes chargées (p, α etc.)

Les pertes d'énergie des particules chargées sont décrites par l'équation relativiste de Bethe-Bloch [14] [15]. Certaines corrections ont par la suite été apportées pour prendre en compte certains effets à basse énergie nommés « Shell correction $\frac{C}{Z^2}$ » et à haute énergie « Density effect $\frac{\delta}{2}$ » [16] :

$$S = \frac{4\pi r_0^2 m_e c^2 Z_2}{\beta^2} Z_1^2 \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \ln \langle I \rangle - \frac{C}{Z_2^2} - \frac{\delta}{2} \right] \quad 1-14$$

avec :

- Z_1 le numéro atomique du projectile
- Z_2 le numéro atomique de l'atome cible
- $\langle I \rangle$ le potentiel moyen d'ionisation de l'électron
- $m_e c^2$ la masse de l'électron
- mc^2 la masse du projectile
- β le facteur de Lorentz

Le terme *Shell correction* traduit un effet moyen de la structure en couches électroniques. Ce terme peut contribuer jusqu'à 6 % de la perte d'énergie [17].

Le potentiel moyen d'ionisation $\langle I \rangle$ est issu des niveaux d'énergie disponibles pour le transfert d'énergie aux électrons de la cible : $\langle I \rangle = 9.1 Z_1 \left(1 + 1.9 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$

Le terme *Density effect* corrige des effets de polarisation de la cible.

La formule de Bethe-Bloch est valide dans une large gamme en énergie allant de quelques keV à plusieurs centaines de GeV. Pour les énergies comprises entre 1 MeV et 1 GeV les pertes d'énergie varient en $1/\beta^2$. Un minimum d'ionisation (MIP) est observé aux alentours de 3 GeV quel que soit le matériau considéré (Cf. Figure 1-6). Les pertes d'énergies sont fortement corrélées au nombre Z_1 , ainsi plus le projectile est lourd et plus l'ionisation est importante (par exemple un proton de 1 MeV perd $40 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ alors qu'une particule alpha en perd 7.5 fois plus, notamment en raison de sa charge). Le logiciel de calcul SRIM [17] (*Stopping and Range of Ions in Matter*) permet de calculer les interactions des ions dans la matière dont le programme principal est constitué par TRIM (*TRansport of Ions in Matter*). Le programme SRIM est basé sur des simulations Monte-Carlo concernant les calculs de transport des particules et les paramètres d'impact des collisions. Les données d'entrée du programme sont notamment le type d'ions désiré, la description du matériau cible et la gamme en énergie du projectile. Les données de sortie sont multiples, les plus utiles étant les pertes d'énergies du projectile dans le matériau cible, le taux de transmission éventuel, les diffusions subies par le projectile.

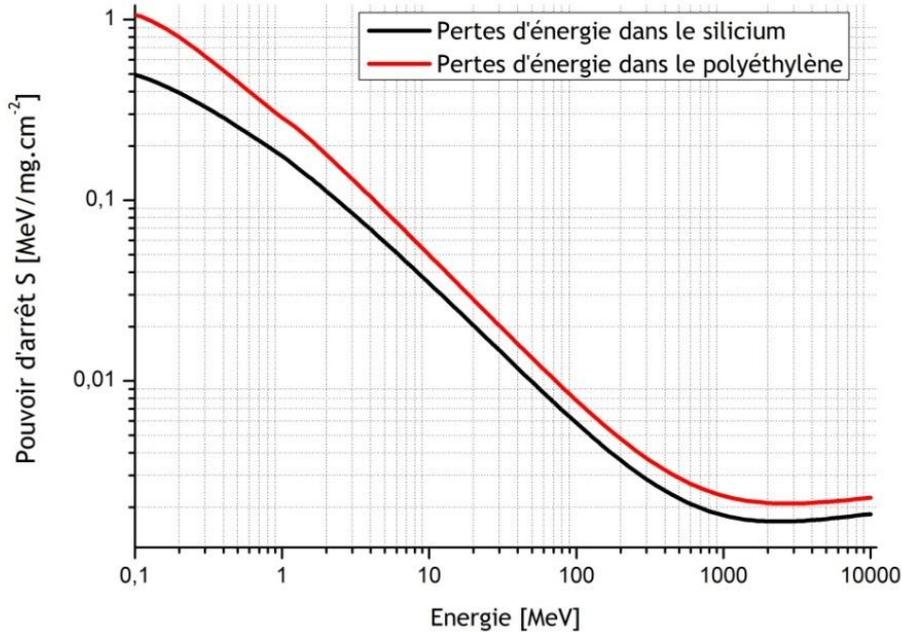


Figure 1-6 : Pouvoir d'arrêt massique d'un proton dans le silicium et le polyéthylène, en fonction de son énergie, d'après SRIM.

Le cas de l'électron

Si l'étude des rayonnements β n'est pas l'objet de ce travail, la création d'électrons, par effet photoélectrique et Compton, due au champ photonique dans le détecteur est possible. L'étude de leurs interactions avec la matière est donc nécessaire.

Un traitement spécifique doit être appliqué à l'électron du fait de sa faible masse. En effet, lors d'une collision avec les électrons de l'atome cible, l'électron est susceptible de subir des déviations angulaires plus importantes que pour les autres particules chargées, la fraction d'énergie perdue par collision est également plus importante. A haute énergie et pour des matériaux à haut numéro atomique, une fraction non négligeable de l'énergie de l'électron peut être perdue de manière radiative, phénomène dénommé « *Bremsstrahlung* » ou rayonnement de freinage.

En ce qui concerne le pouvoir d'arrêt linéique par collision pour des électrons rapides, il est calculé de la manière suivante [18]:

$$-\frac{dE}{dx_{col}} = \frac{4\pi e^4 N Z_2}{m_0 v^2} Z_2^2 \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2 E}{2(I)(1-\beta^2)} \right) - \ln 2 \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right] \quad 1-15$$

La perte d'énergie par *Bremsstrahlung* peut être paramétrée par la relation suivante :

$$-\frac{dE}{dx_{Rad}} = \frac{NEZ_2(Z_2 + 1)}{137m_0^2 c^4} \left[4 \ln \frac{2E}{m_0 c^2} - \frac{4}{3} \right] \quad 1-16$$

avec :

- N la densité atomique d'atomes cible
- E l'énergie de l'électron incident

L'importance relative des deux phénomènes est illustrée par la Figure 1-7.

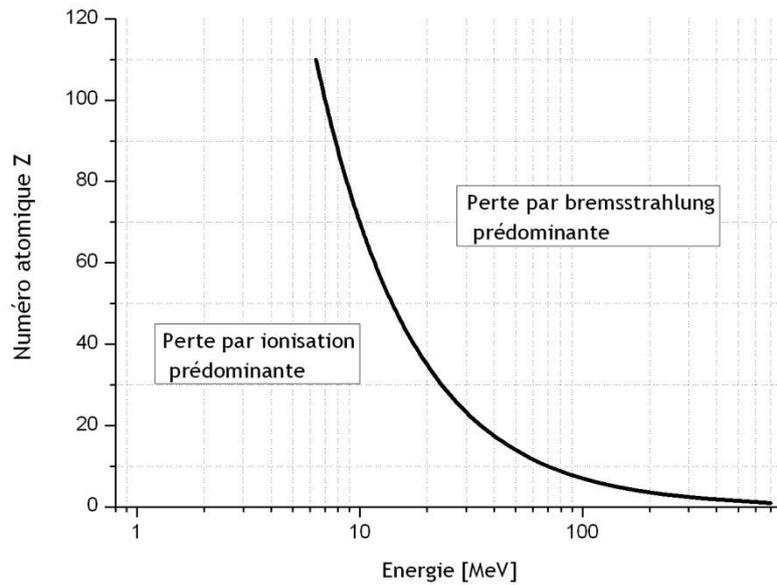


Figure 1-7 : Prédominance des différentes composantes de pertes d'énergie d'un électron en fonction de l'énergie et du numéro atomique Z du matériau.

La Figure 1-8 présente les pertes d'énergie des électrons dans le silicium. Conformément à la Figure 1-7, à faible énergie (inférieure à 10 MeV), les pertes par ionisation sont très largement dominantes. Au-delà de 100 MeV, les pertes radiatives (*Bremsstrahlung*) contribuent quasi intégralement au pouvoir d'arrêt.

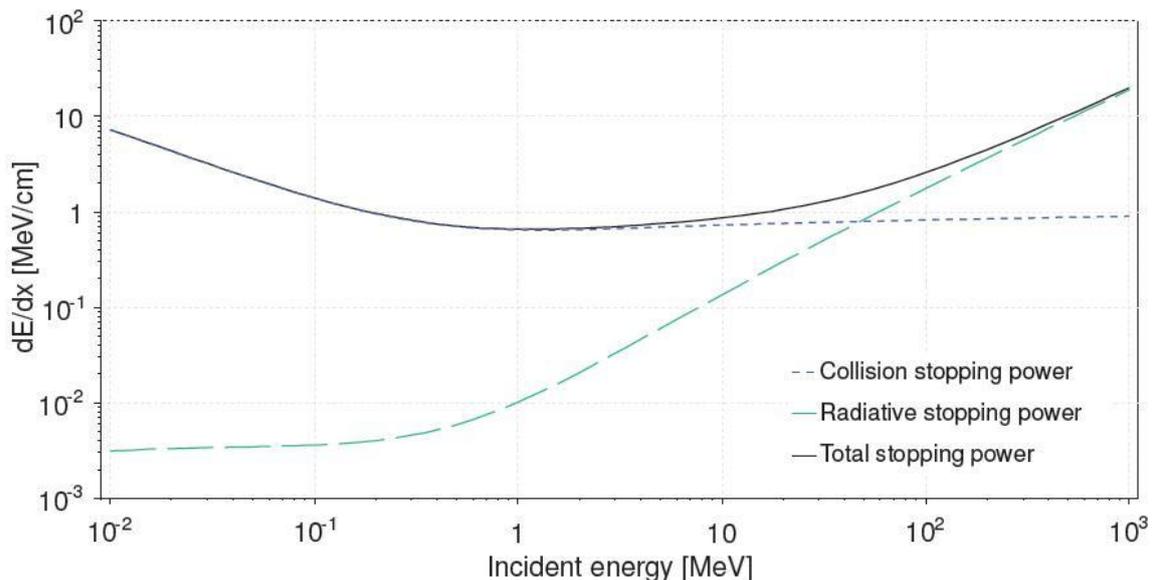


Figure 1-8 : Pouvoir d'arrêt des électrons dans le silicium. Les traits pointillés renseignent sur la perte d'énergie par ionisation et les traits longs sur les pertes par *Bremsstrahlung* [19].

Effets statistiques sur le parcours des particules chargées dans la matière

Lors du parcours des particules dans la matière, des effets statistiques dus aux collisions aléatoires du projectile avec les atomes du matériau sont observés. Ces effets statistiques se traduisent par deux phénomènes, d'une part des fluctuations statistiques autour de la perte d'énergie moyenne, appelé *straggling* et d'autre part une déviation

angulaire du projectile par rapport à la direction incidente, ce phénomène de diffusions multiples est appelé *Multiple Coulomb Scattering (MCS)*.

Straggling en énergie

La relation 1-14 décrit la perte d'énergie linéique d'une particule lors de la traversée d'un matériau absorbeur. Cette perte d'énergie est une valeur moyenne qui est sujet à des fluctuations statistiques dont le mode de calcul dépend fortement du nombre de collisions effectuées. La distribution de ces fluctuations statistiques dépend du produit de la perte d'énergie linéique S et de l'épaisseur x d'absorbeur traversée, noté $\bar{\Delta} = S \cdot x$, qui traduit les pertes d'énergie moyenne du projectile après une distance x d'absorbeur. Le paramètre κ permet une différenciation quantitative entre absorbeur fin et épais :

$$\kappa = \frac{\bar{\xi}}{T_{max}} \text{ et } T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2} \left[1 + \frac{2m_e}{M} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2 \right]^{-1} \quad 1-17$$

Le paramètre T_{max} est le transfert maximum d'énergie cinétique entre un projectile de masse M et un électron de masse m_e et $\bar{\xi} = 0.30058 \cdot \frac{m_e}{v^2} \cdot \frac{Z_2}{A} \cdot x$ [MeV] où A est le nombre de masse de l'absorbeur.

Dans le cas d'un absorbeur épais, $\kappa \gg 1$, la distribution des pertes d'énergie $f(\Delta, x)$ se rapproche d'une distribution gaussienne [20] :

$$f(\Delta, x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta-\bar{\Delta})^2}{2\sigma^2}} \quad 1-18$$

L'écart type de la distribution σ est donné par la relation 1-19 avec z la charge du projectile.

$$\sigma^2 = kxT_{max} \text{ avec } k = 2\pi \frac{4\pi r_0^2 m_e c^2 z Z_2}{\beta^2} \quad 1-19$$

Le cas des absorbeurs fins est plus complexe à traiter, le nombre de collisions n'étant pas assez important et le Théorème Central Limite ne s'appliquant plus. La distribution n'est plus gaussienne mais fortement asymétrique avec une longue queue de distribution. La valeur moyenne des pertes d'énergie $\bar{\Delta}$ n'est plus la valeur la plus probable Δ_{mpv} . Deux modélisations sont alors nécessaires afin de traiter le cas des absorbeurs très fins $\kappa \ll 1$ et les absorbeurs intermédiaires $0 < \kappa < 1$. Le premier cas a été modélisé par Landau [21] et le second suit une distribution de Vavilov [22]. Ces deux distributions ne peuvent pas s'exprimer de manière analytique, cependant des codes numériques ont été proposés pour modéliser ces distributions. L'équation à évaluer fait intervenir la différence (normalisée) entre la perte d'énergie moyenne et perte la plus probable, paramètre appelé λ :

$$f(\Delta, x)d\Delta = \frac{1}{\Delta} \varphi(\lambda, \kappa, \beta^2)d\lambda \quad 1-20$$

La fonction φ est une fonction complexe qui dépend des paramètres λ, κ et β^2 . L'expression de cette fonction peut être trouvée dans l'ouvrage de J. F. Ziegler [17]. La relation entre λ et Δ est donnée par :

$$\lambda = \frac{\Delta - \bar{\Delta}}{T_{max}} - \kappa(1 + \beta^2 - \gamma_E) \text{ avec } \gamma_E = 0.577216, \text{ constante d'Euler} \quad 1-21$$

A titre d'exemple, la Figure 1-9 présente la distribution des pertes d'énergie d'un proton de 10 MeV dans 12 μm de silicium. La perte d'énergie la plus probable Δ_{mpv} est de 0.093 MeV alors que la perte d'énergie moyenne calculée par la relation 1-14 indique $\bar{\Delta} = 0.097 \text{ MeV}$, soit une différence d'environ 4 %.

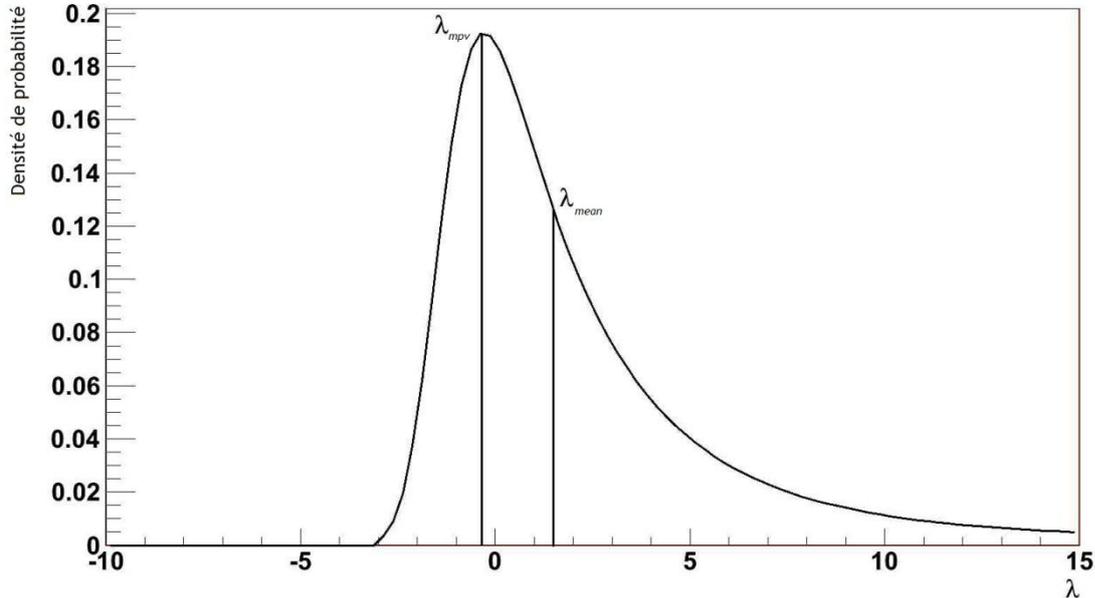


Figure 1-9 : Fluctuation des pertes d'énergie d'un proton de 10 MeV dans 12 μm de silicium, $\kappa = 0.5$ et $\beta^2 = 0.021$, d'après la fonction Vavilov du logiciel d'analyse de données ROOT.

Diffusions multiples (MCS)

Le phénomène de diffusions multiples est de la même origine que la *straggling* en énergie. Il provient du nombre aléatoire de collisions entre le projectile et les atomes de l'absorbeur. La déviation (MCS) du projectile, intégrée sur le parcours, est donc un phénomène statistique complexe qui a été traité par de nombreux auteurs. La loi de distribution f_{MCS} de l'angle de diffusion θ_{MCS} est décrite par la théorie de Molière [23] ; il s'agit d'une loi de distribution asymétrique centrée en $\theta_{MCS} = 0^\circ$ avec une longue queue de distribution. Une expression simple de l'écart type de la distribution $\sigma_{\theta_{MCS}}$, supposée gaussienne, a été proposée par V. Highland [24] puis modifiée par la suite [25] pour arriver à l'expression suivante, qui approche à moins de 11 % la théorie complète, quelle que soit la nature de l'absorbeur (avec l'impulsion p en MeV/c) :

$$\sigma_{MCS} = 13.6 \cdot \frac{\sqrt{X/X_0}}{p\beta} \cdot [1 + 0.088 \log(X/X_0)] \tag{1-22}$$

L'équation 1-22 dépend de la longueur de radiation X_0 de l'absorbeur, de son épaisseur X et de l'impulsion p du projectile. La longueur de radiation peut être calculée de la manière suivante, avec ρ la masse volumique du matériau :

$$X_0 = 716.4 \cdot \frac{A \cdot \rho}{Z(Z + 1) \cdot \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \tag{1-23}$$

La Figure 1-10 illustre la loi de distribution des diffusions multiples d'un proton de 5 MeV dans 50 μm de silicium. La déviation moyenne observée est d'environ 29 mrad avec un écart type de 30 mrad alors que la déviation la plus probable est de 17 mrad. La loi de distribution f_{MCS} n'est clairement pas gaussienne mais présente une allure asymétrique due aux collisions avec le noyau, peu fréquentes mais très diffusantes. Une étude

complète des diffusions multiples et de la diffusion latérale engendrée a été menée par G. Amsel [26].

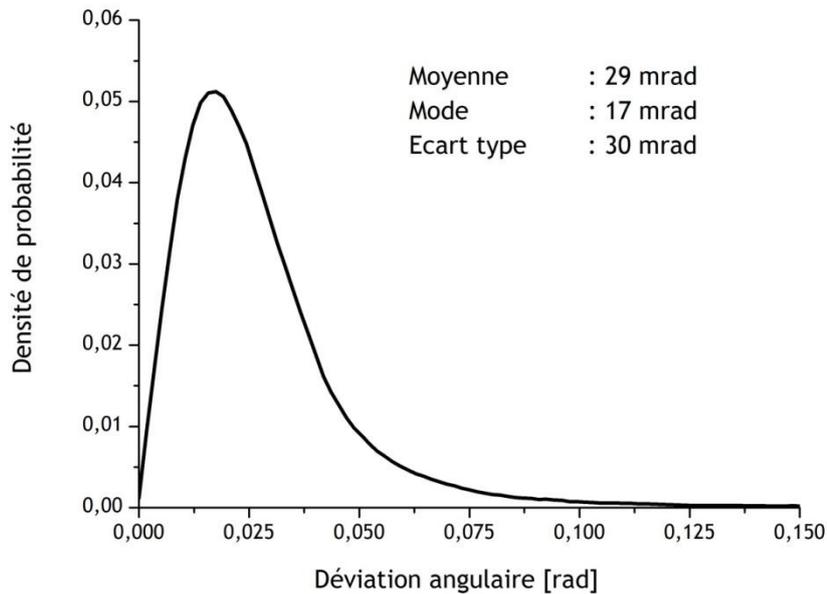


Figure 1-10 : Déviation angulaire d'un proton de 5 MeV dans 50 µm de silicium, d'après SRIM.

1.2.4 Les grandeurs d'intérêt en neutronique

Les grandeurs utilisées en physique des neutrons peuvent être divisées en deux catégories : les grandeurs physiques, qui servent à la caractérisation des champs neutroniques, et les grandeurs dosimétriques, qui sont utilisées pour les calculs de dose reçues.

Les grandeurs physiques

La caractérisation des champs neutroniques mono-énergétiques ou étendus consiste à déterminer la distribution en énergie et en flux des champs produits. Cette détermination se fait par la mesure de plusieurs grandeurs [6] : la fluence neutronique Φ , le débit de fluence neutronique φ , la distribution en énergie de la fluence Φ_E .

La fluence neutronique Φ est donnée par la relation 1-24 où dN représente le nombre de neutrons incidents sur une surface da ; la fluence neutronique s'exprime en cm^{-2} .

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad 1-24$$

Le débit de fluence φ est donné par la relation 1-24 où $d\Phi$ est la variation en fluence pendant un intervalle de temps dt ; le débit de fluence s'exprime en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} \quad 1-25$$

La distribution en énergie de la fluence Φ_E est donnée par la relation 1-26 où $d\Phi$ est la variation en fluence dans l'intervalle d'énergie E et $E + dE$; la distribution en énergie de la fluence s'exprime en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$.

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE} \quad 1-26$$

La dose absorbée D représente la perte d'énergie moyenne $d\bar{\epsilon}$ cédée par un rayonnement ionisant dans un matériau de masse dm (Cf. relation 1-27) ; elle s'exprime en Gy ou $J \cdot kg^{-1}$

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad 1-27$$

Les grandeurs dosimétriques

Les grandeurs dosimétriques sont utilisées pour les calculs de doses reçues par l'organisme. Elles sont divisées en deux catégories : les grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles.

Les grandeurs de protection

Les grandeurs de protection déterminent les limites d'exposition afin de limiter l'apparition d'effets néfastes sur la santé. Il s'agit principalement de l'équivalent de dose H_T et de la dose efficace. L'équivalent de dose H_T reçu par un tissu T est égal au produit de la dose absorbée $D_{T,R}$ et d'un facteur de pondération W_R dépendant du type de rayonnement considéré. Il s'exprime en Sievert (Sv). Les facteurs de pondérations (Cf. Tableau 1-5) sont définis par la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) [27] :

Tableau 1-5 : Valeurs recommandées par la CIPR-103 pour les facteurs de pondérations de différents rayonnements

Rayonnement	Facteur de pondération
Photons	1
Electrons et muons	1
Protons et pions	2
Alpha, ions lourds	20
Neutrons *	Cf. Figure 1-11

* Le cas des neutrons est particulier et le facteur de pondération dépend de l'énergie du rayonnement neutronique ; dans la région du MeV ce facteur vaut 20.

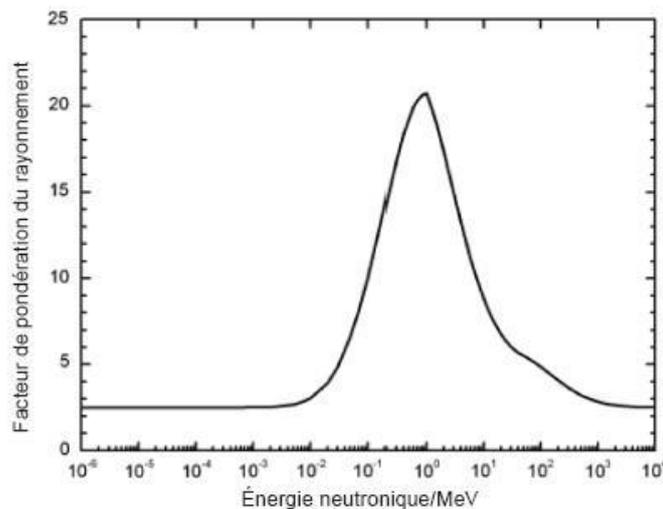


Figure 1-11 : Facteur de pondération W_R pour les rayonnements neutroniques en fonction de leur énergie

$$H_T = \sum_R D_{T,R} \cdot W_R \quad 1-28$$

La dose efficace E est le produit de l'équivalent de dose par un facteur de pondération dépendant du tissu considéré T . Elle reflète la dose totale absorbée par un tissu. Elle s'exprime en Sv .

$$E = \sum_T H_T \cdot W_T \quad 1-29$$

Les facteurs de pondération recommandés par la CIPR-103 sont indiqués dans le Tableau 1-6.

Tableau 1-6 : Facteur de pondération pour les tissus recommandés par la CIPR-103

Tissu	W_T	$\sum W_T^*$
Moelle osseuse, côlon, poumons, estomac, tissus restants	0.12	0.72
Gonades	0.08	0.08
Vessie, œsophage, foie, thyroïde	0.04	0.16
Surface osseuse, cerveau, glandes salivaires, peau	0.01	0.04

* Le terme $\sum W_T$ représente la somme des facteurs de pondération pour chaque tissu T .

Les grandeurs opérationnelles

Puisque les grandeurs de protection ne sont pas directement mesurables sur les postes de travail, des grandeurs opérationnelles ont été définies afin d'estimer les doses reçues par les professionnels du nucléaire. Les deux grandeurs principales sont l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ et l'équivalent de dose directionnel $H'(d, \Omega)$. L'équivalent de dose ambiant correspond à la dose équivalente produite par le rayonnement ionisant à une profondeur d de l'organisme. La profondeur de référence est le plus souvent prise à 10 mm. Il s'agit de la dose efficace utilisée pour l'étalonnage des appareils de mesure. L'équivalent de dose directionnel correspond à la dose équivalente produite à une profondeur d et dans un angle solide Ω . Enfin, il existe des facteurs de pondération permettant de passer des grandeurs opérationnelles aux grandeurs de protection.

1.2.5 La métrologie appliquée aux rayonnements neutroniques

La métrologie des neutrons peut être déclinée en trois aspects distincts : la production et la caractérisation de champs neutroniques de référence ainsi que la mise au point de méthodes d'étalonnage pour lier les mesures de détecteurs aux grandeurs physiques délivrées par des champs de référence et enfin le développement d'instruments de mesure permettant la caractérisation des champs neutroniques. La question de la métrologie des neutrons, de ses tenants et aboutissants, a été traitée de manière exhaustive par D. J. Thomas [28]. La production des champs neutroniques rapides et les méthodes d'étalonnage de détecteurs auprès des champs de référence sont exposées dans la série des normes ISO-8529 [29] [30] [31]. Dans cette thèse, l'attention sera portée uniquement sur la métrologie des neutrons rapides, allant de 1 MeV à 20 MeV.

L'attribution du statut de champ neutronique de référence est reliée à la caractérisation de ce champ. Cette caractérisation est associée à la détermination des grandeurs physiques qui le caractérisent, c'est-à-dire la fluence neutronique Φ , et sa distribution en énergie de la fluence Φ_E . Parce que cette démarche s'inscrit dans un cadre de métrologie, la traçabilité des mesures et les incertitudes associées se trouvent au cœur des préoccupations.

La caractérisation de tels champs requiert donc le développement d'instruments de mesure dont les caractéristiques sont parfaitement connues et maîtrisées. L'une de ces caractéristiques les plus importantes pour la détection de neutrons en métrologie est la

détermination de la fonction de réponse du détecteur en fluence R_Φ , i.e. la variation de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie des champs neutroniques à mesurer :

$$R_\Phi = \frac{M}{\Phi} \quad 1-30$$

avec M la sortie du détecteur, le plus souvent un nombre de coups.

Un autre paramètre d'intérêt est l'efficacité de détection ε , sans dimension, de l'instrument de mesure, qui dépend notamment de la taille du détecteur. L'efficacité de détection se calcule de la manière suivante :

$$\varepsilon = \frac{M}{\Phi \cdot A} \quad 1-31$$

avec A la section d'entrée du détecteur, en cm^2 . La réponse du détecteur R_Φ est donc $R_\Phi = \varepsilon \cdot A$. La connaissance de ces deux paramètres permet alors de calculer la réponse du détecteur et ainsi d'estimer la valeur de la fluence neutronique.

Dans la plupart des cas, une spectrométrie des champs neutroniques est requise, notamment pour le calcul des doses reçues, qui dépendent fortement de l'énergie des rayonnements (Cf. Figure 1-11). Il s'agit alors de déterminer la distribution en énergie de la fluence Φ_E . Dans ce cas, une dépendance en énergie du paramètre R_Φ doit être prise en compte. Dans la pratique instrumentale, l'énergie n'est plus une variable continue, et une discrétisation de la réponse est obligatoire. En considérant un détecteur capable d'obtenir $N + 1$ points de mesure correspondant à N intervalles en énergie ou « bins », il vient :

$$M = \sum_{i=1}^N M_i = \sum_{i=1}^N \int_{E_i}^{E_{i+1}} R_i(E) \Phi_E^i(E) dE \quad 1-32$$

Avec M_i , $R_i(E)$ et $\Phi_E^i(E)$ respectivement le nombre de coups enregistré par l'instrument, la réponse du détecteur et la distribution en énergie de la fluence dans l'intervalle d'énergie $E_{i+1} - E_i$.

En supposant que les intervalles en énergie $E_{i+1} - E_i$ soient suffisamment petits pour considérer $R_i(E)$ et $\Phi_E^i(E)$ constants : $R_i(E) = R_i(\bar{E}_i)$ et $\Phi_E^i(E) = \Phi_E^i(\bar{E}_i)$ avec $\bar{E}_i = (E_{i+1} - E_i)/2$. La relation 1-32 devient :

$$M = \frac{1}{2(E_{N+1} - E_1)} \sum_{i=1}^N R_i(\bar{E}_i) \cdot \Phi_E^i(\bar{E}_i) \quad 1-33$$

La relation 1-33 peut également s'écrire sous forme matricielle :

$$\mathbf{M} = \mathbf{R}_\Phi \cdot \Phi_E \quad 1-34$$

où \mathbf{R}_Φ est la matrice de réponse du détecteur et Φ_E le vecteur fluence tel que $\Phi_E^T = (\Phi_1, \dots, \Phi_N)$. Le cas d'un système multi-détecteurs, sans approximation, est présenté par D. Bartlett [32].

Les détecteurs utilisés pour la caractérisation des champs neutroniques sont donc considérés comme des étalons et s'inscrivent dans la chaîne métrologique - voir § 1.1 p. 20. Leur niveau (primaire, secondaire ...) dépend lui de nombreux facteurs tels que la traçabilité des mesures, la méthode de mesure elle-même, etc.

Enfin, la métrologie des neutrons s'attache également à garantir une traçabilité des étalons nationaux. Ainsi, des comparaisons internationales ou « *key comparison* » sont régulièrement mises en place afin de comparer les étalons de chaque laboratoire national de métrologie. Ces inter comparaisons sont organisées par l'association EURAMET (*European Association of National Metrology Institutes*) [33]. Dans le cas de la métrologie des neutrons, il s'agit de la CCRI (*Comité Consultatif pour les étalons de mesure des Rayonnements Ionisants*) organisé par la CIPM (*Comité International des Poids et Mesures*) [2]. Les comparaisons internationales permettent aux laboratoires nationaux de valider les procédés de mesure, de s'assurer de la pérennité des instruments dans le temps et enfin de mettre en évidence les différences de mesure entre les différents laboratoires ainsi que les incertitudes liées à la méthode et aux utilisateurs.

1.3 Les méthodes de mesure des champs neutroniques

La détection des neutrons est un sujet vaste et complexe. Il existe une multitude de moyens de détection qui présentent tous leurs avantages et leurs inconvénients. Le choix d'une méthode plutôt qu'une autre est dicté entre autres par :

- le domaine en énergie des neutrons à mesurer
- l'intensité du champ neutronique
- le domaine d'application (métrologie, sûreté, mesures de terrain, etc.)
- le type de mesure demandé (comptage intégral ou spectrométrie fine)
- la précision de la mesure requise
- la grandeur physique à mesurer
- le temps disponible pour la mesure

Lorsque le besoin est clairement défini, une orientation vers la technologie la plus adaptée est possible. Deux ouvrages traitent plus particulièrement de la détection des neutrons rapides : le premier est dû à J.B Marion et J. Fowler [34] le second à G. Knoll [11].

Dans cette thèse, l'accent sera porté sur les moyens de détection des neutrons rapides, et plus particulièrement sur les moyens de détection rencontrés le plus souvent en métrologie [3] [35]. Les méthodes de détection seront présentées suivant le principe physique à l'origine de la détection : dans un premier temps, les détecteurs basés sur la modération des neutrons, dans un second temps les détecteurs utilisant le principe des noyaux de recul via les collisions élastiques (n, n) et enfin les méthodes spécifiques utilisées pour la détermination de l'énergie des neutrons.

1.3.1 Détection par modération des neutrons

Le principe de cette méthode est de ralentir les neutrons incidents avant leur détection. La diminution de l'énergie est réalisée dans la plupart des cas par un matériau présentant une forte section efficace de diffusion élastique (n, n). Lors de chaque collision du neutron avec les atomes constituant le matériau modérateur (par exemple du polyéthylène CH_2), une partie de l'énergie du neutron est absorbée par le noyau cible. La variation de l'épaisseur de modérateur permet ainsi de moduler la diminution de l'énergie des neutrons jusqu'à l'obtention de neutrons thermiques. A la suite de cette première étape, un détecteur présentant une forte section efficace de réaction avec les neutrons thermiques est utilisé. Le détecteur le plus couramment utilisé est un détecteur à base d'hélium-3 via la réaction ${}^3_2\text{He}(n, p){}^3_1\text{H}$ qui présente une section efficace de 5330 b pour des neutrons thermiques. Deux détecteurs seront présentés dans cette section, le premier est un système constitué de plusieurs sphères de polyéthylène entourant un détecteur à hélium-3 appelées sphères de Bonner [36] ou « *Bonner Sphere Spectrometer* (BSS) » le deuxième est un détecteur largement utilisé pour la mesure de fluence des champs neutroniques appelé Long Compteur (LC) [37].

Les spectromètres à base de sphères de Bonner

Les systèmes BSS actuels sont des systèmes multi-détecteurs composés de plusieurs sphères de polyéthylène de différents diamètres entourant un compteur à hélium-3 pour la détection des neutrons modérés. L'utilisation de plusieurs sphères (de 7 à 10) permet de couvrir une très large gamme en énergie des neutrons allant des neutrons thermiques jusqu'aux neutrons composant les rayons cosmiques de plusieurs GeV. Lorsque l'énergie des neutrons incidents dépasse 20 MeV, la section efficace de diffusion élastique diminue fortement, la détection de neutrons de haute énergie implique ainsi l'ajout d'une coque composée d'un matériau à haut numéro atomique (T, Pb ...) afin de favoriser les réactions de type (n, xn') .

Les épaisseurs de polyéthylène variant pour chaque sphère, la réponse individuelle d'une sphère $R_i(E)$ privilégie un domaine en énergie particulier [38] - Cf. Figure 1-12. La résolution de l'équation matricielle $\mathbf{M} = \mathbf{R}_\Phi \cdot \Phi_E$ permettant d'estimer la distribution en énergie de la fluence Φ_E est non triviale. Elle fait appel à des méthodes dites de déconvolution permettant d'inverser l'équation [39].

L'utilisation de sphères de Bonner permet de réaliser une spectrométrie de champs neutroniques dans une très large gamme en énergie avec une bonne efficacité de détection grâce aux compteurs à hélium-3 et une quasi-transparence vis-à-vis des rayonnements photoniques. Malheureusement, le nombre de sphères et la similarité des fonctions de réponse limitent grandement la résolution en énergie du système. Enfin, le recours à des procédures de déconvolution augmente significativement la complexité du traitement des données, incluant des incertitudes supplémentaires. Une revue complète des avantages et inconvénients de ce type de spectromètre a été proposée par D. Thomas [40], et notamment la nécessité de connaître un spectre *a priori* pour la détermination de la réponse du détecteur.

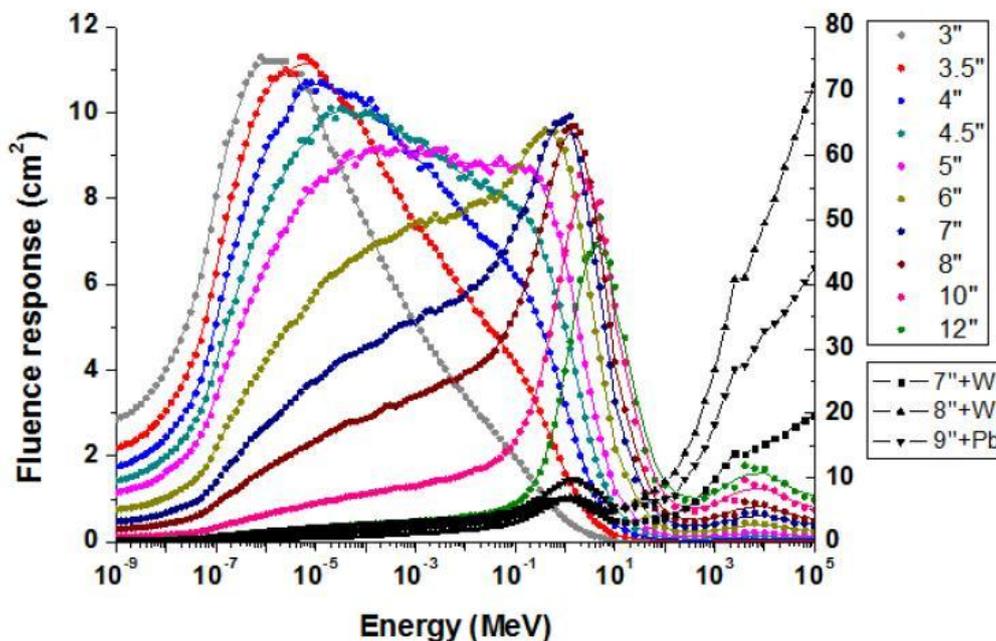


Figure 1-12 : Réponse en fluence des sphères de Bonner du spectromètre HERMEIS de l'IRSN, l'axe gauche des ordonnées correspond aux sphères seules et l'axe droit aux sphères additionnées de T ou Pb. Le diamètre des sphères est indiqué en pouce.

Les systèmes BSS, grâce à leur large gamme énergétique de fonctionnement, sont adaptés à toute mesure de spectrométrie neutron et en particulier pour les études de postes de travail. Ils peuvent également être utilisés pour l'étude et la détection des rayons cosmiques [41]. Un autre domaine d'application des systèmes BSS est l'étude de la détermination de la distribution en énergie de la fluence à haute altitude. Cette étude

contribue entre autre à l'évaluation des doses reçues lors de vols en avion par le personnel navigant mais également à l'étude des dommages aux circuits électroniques via le phénomène de « *Single Event Effects (SEE)* » [42].

Les détecteurs de type Long Compteur

Les détecteurs de type Long Compteur sont les instruments les plus couramment utilisés pour la mesure de la fluence neutronique Φ des champs neutroniques en métrologie. Le « design » particulier du Long Compteur en fait un outil particulièrement adapté par un comptage intégral de la fluence neutronique. La superposition de cylindres de polyéthylène et de polyéthylène boré permet la thermalisation des neutrons et un détecteur à hélium-3 placé au centre du détecteur assure la détection du neutron ralenti [43]. Le principal avantage de tels détecteurs réside dans le fait que la réponse en fluence du détecteur est quasi plate dans une large gamme d'énergie neutron allant de quelques eV à quelques MeV [44] - Cf. Figure 1-13.

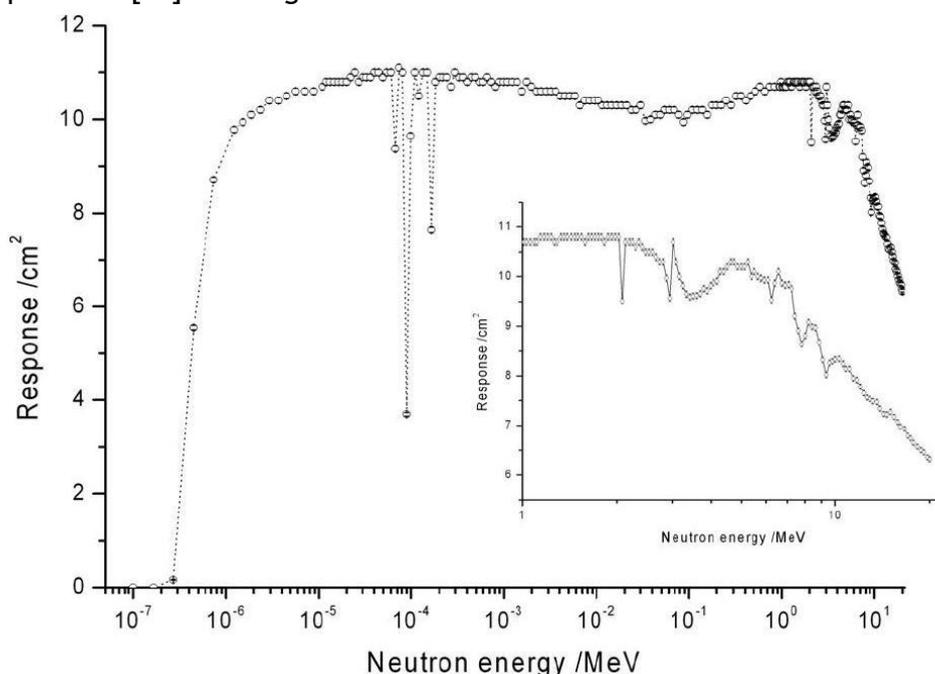


Figure 1-13 : Fonction de réponse du Long Compteur de l'IRSN en fonction de l'énergie

Si la réponse en fluence est quasi plate entre 1 eV et 1 MeV, la réponse diminue fortement au-delà. Il s'agit ici de la principale limitation de ce type de détecteur. De plus la mesure de l'énergie, qui permettrait une spectrométrie des champs neutroniques, n'est pas possible.

En outre, l'utilisation de ce détecteur nécessite un étalonnage au préalable à partir de champs de référence. Les Longs Compteurs peuvent donc être considérés comme étalon de transfert pour la mesure de la fluence dans la chaîne métrologique. Néanmoins, des comparaisons internationales entre laboratoires nationaux de métrologie ont permis de montrer la fiabilité de ces détecteurs pour la mesure de champs neutroniques mono-énergétiques ou produits à partir de sources de radionucléides [45].

1.3.2 Détection par noyau de recul (n, n)

La méthode la plus utilisée pour la détection de neutrons rapides est sans conteste basée sur la diffusion élastique des neutrons par un noyau léger (hydrogène ou hélium) - voir section 1.2.3 p 30. La détection aisée du noyau de recul et la forte section efficace de la réaction de diffusion élastique (environ $1 b$) justifie ce choix. Les détecteurs les plus

rencontrés en métrologie seront présentés ici. Il s'agit des compteurs proportionnels [46], des scintillateurs liquides [47], et enfin des télescopes à noyaux de recul (TNR) [48]. Ces derniers, qui font l'objet de ce travail de thèse seront largement abordés dans la suite du manuscrit.

Les compteurs sphériques proportionnels

Dans la majorité des cas, les noyaux de reculs utilisés sont des protons. La génération des protons de recul est assurée par interaction des neutrons avec une sphère remplie d'un gaz fortement hydrogéné de type dihydrogène H_2 ou méthane CH_4 . La collection des pertes d'énergie des protons de reculs est assurée par une anode placée au centre du détecteur. Si la distribution des protons de recul est théoriquement uniforme entre 0 et l'énergie E_n du neutron, les résultats expérimentaux montrent que la distribution est proche d'une distribution trapézoïdale. Cela est principalement dû aux effets de bords dans le détecteur qui limite le dépôt d'énergie des protons et favorise les pertes à faible énergie. Ce dernier point justifie la gamme de mesure en énergie comprise entre 50 keV et 1.5 MeV, qui dépend de la pression du gaz et de la géométrie de la sphère. La Figure 1-14 présente les distributions mesurées et simulées en protons de recul des compteurs proportionnels $SP2(H_2)$ de l'IRSN à 144, 250 et 565 keV [49]. Dans le cas où le gaz est du méthane, les ions carbone de recul agissent comme une pollution supplémentaire.

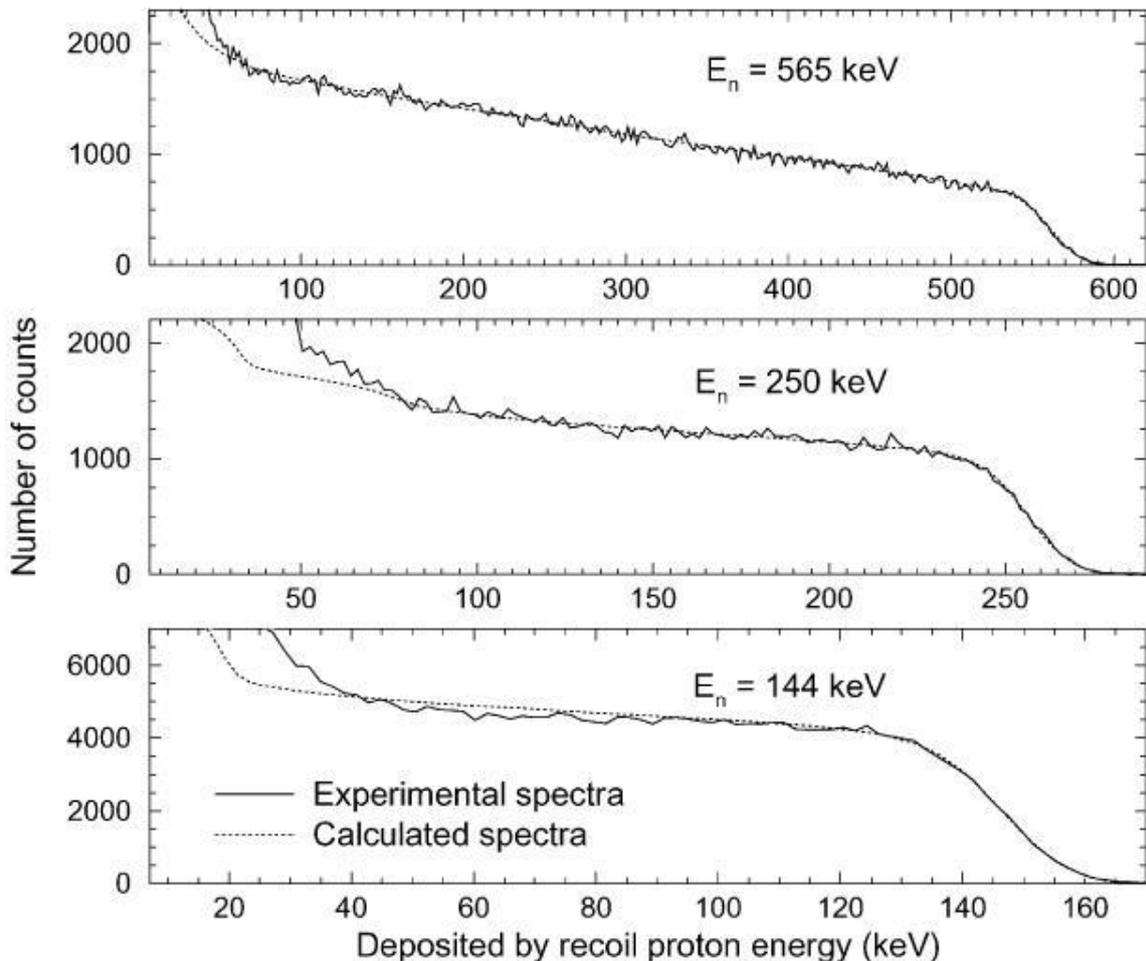


Figure 1-14 : Comparaison des distributions en protons de recul simulées à l'aide du code de calcul SPHERE [50] et expérimentales à 144, 250 et 565 keV, obtenues avec les compteurs sphériques proportionnels $SP2(H_2)$ de l'IRSN.

L'utilisation de codes de déconvolution est nécessaire afin de relier les distributions en énergie des protons de reculs mesurés à la distribution en énergie de la fluence des neutrons incidents. Il existe différents codes de déconvolution utilisés en métrologie qui utilisent des algorithmes basés sur des modèles mathématiques différents : GRAVEL (minimisation du χ^2) [50], SPECAN [50](maximum d'entropie) et FTIKREG (Thikonov) [51]. Les résultats obtenus par les spectromètres SP2 de l'IRSN à 250 keV et comparés avec le code cinématique TARGET [52] sont présentés dans la Figure 1-15 .

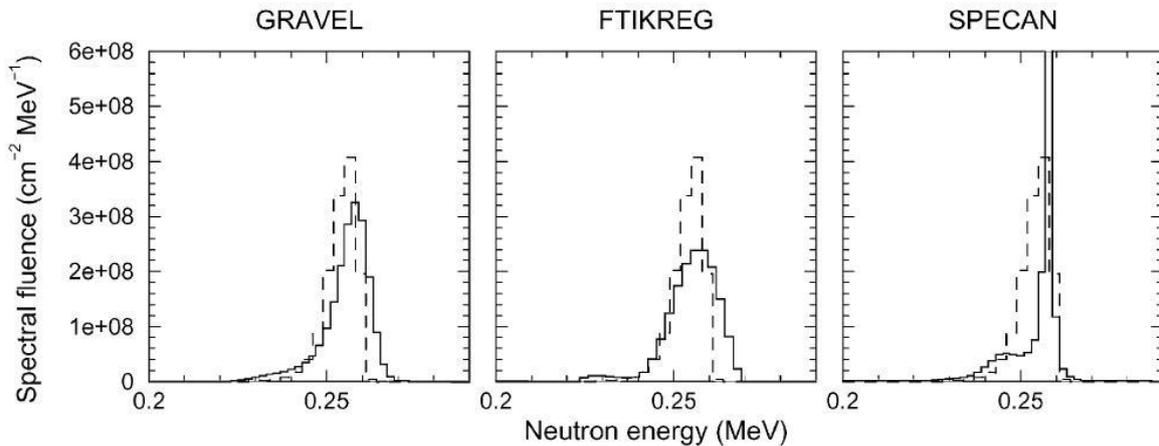


Figure 1-15 : Reconstruction de la distribution en énergie de la fluence mesurée à 250 keV (traits pleins) avec le système SP2 de l'IRSN d'après trois codes de déconvolution (GRAVEL, SPECAN et FTIKREG). Les traits pointillés permettent une comparaison des données déconvoluée par rapport au code cinématique TARGET.

Les principales caractéristiques des compteurs proportionnels gazeux sont résumées dans le Tableau 1-7 [46]. La validité de la déconvolution est conditionnée par la parfaite connaissance de la réponse du système en fonction de l'énergie.

Tableau 1-7 : Caractéristiques des compteurs proportionnels gazeux

Paramètre	Valeurs
Domaine en énergie [keV]	50 - 1500
Effets limitant	Influence des γ , effets de bords
Résolution en énergie [%]	2-6
Résolution en fluence [%]	5-10
Efficacité de détection [%]	1-3
Analyse des données	Déconvolution

Les scintillateurs liquides

La spectrométrie des champs neutroniques de plus de 1 MeV est couramment réalisée à l'aide de scintillateurs liquides en remplacement du gaz hydrogéné. Le principal liquide scintillant utilisé est nommé BC501A/NE213. Bien que sa composition soit couverte par le secret industriel, il s'agit d'un liquide fortement hydrogéné. L'interaction d'un neutron ou d'un photon avec le BC501A par collision élastiques ou par effet Compton provoque la création d'un proton de recul ou d'un électron. Ces particules excitent les molécules scintillantes qui se dés excitent par émission de lumière transférée via un guide de lumière vers une photocathode [47]. Un photomultiplicateur assure par la suite la multiplication du signal lumineux - voir Figure 1-16. En fonction de la nature de la particule générée (proton ou électron), les niveaux excités de la molécule scintillante sont différents et leur temps de décroissance également. La discrimination neutron/photon étant alors possible via l'analyse du temps de décroissance du signal. La sensibilité du liquide au rayonnement photonique est très importante du fait de la génération d'électrons Compton, une parfaite discrimination n/γ est donc une condition sine qua non à toute spectrométrie neutron.

La reconstruction de la distribution en énergie de la fluence est analogue à celle des compteurs proportionnels. Elle utilise des codes de simulations pour la détermination des matrices de réponse, notamment le code NRESP [53]. Une analyse par déconvolution des distributions en protons de recul permet de caractériser les champs neutroniques en énergie et en fluence.

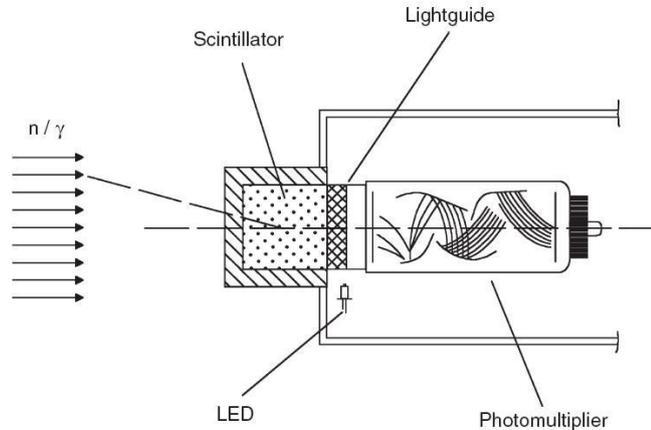


Figure 1-16 : Schéma d'un spectromètre à base de liquide scintillant BC501A

A l'heure actuelle, le calcul exact des incertitudes associées à la mesure et la spectrométrie d'un champ neutronique à l'aide d'un détecteur scintillant de type BC501A s'avère extrêmement complexe [47]. Ceci est principalement dû à l'emploi de code de transport Monte-Carlo pour la détermination des matrices de réponse et de codes de déconvolution. Néanmoins une comparaison avec des mesures réalisées avec un télescope à protons de recul, considéré comme référence primaire, a montré des écarts de l'ordre de 2 à 5%.

La Figure 1-17 présente la reconstruction d'un champ mono-énergétique de 14 MeV, obtenu à l'aide du spectromètre BC501A de l'IRSN [54] sur l'installation AMANDE [55]. Une spectrométrie fine des champs mono-énergétiques est possible à l'aide de ce type de détecteur, bien qu'il ne puisse pas être considéré comme référence primaire du fait de la maîtrise approximative des incertitudes (à commencer par le problème de la composition exacte du BC501A).

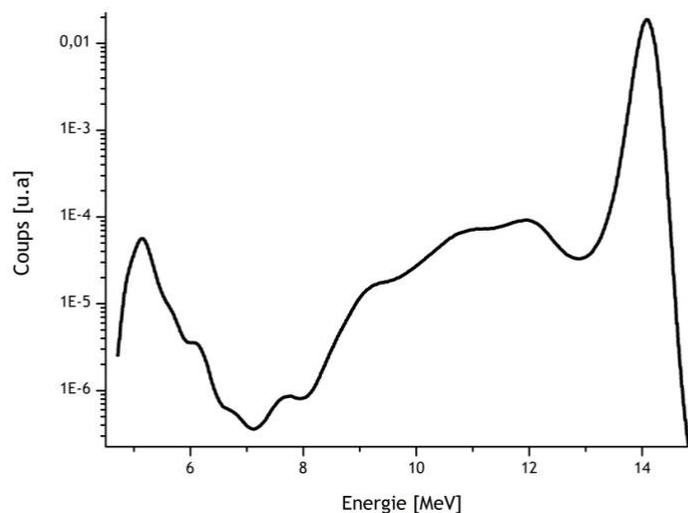


Figure 1-17 : Reconstruction d'un champ neutronique mono-énergétique de 14 MeV par le spectromètre BC501A de l'IRSN (échelle logarithmique)

Les télescopes à noyaux de recul

Les télescopes à noyaux de recul sont très couramment utilisés pour la mesure de fluence des champs neutroniques, et dans une moindre mesure pour des mesures de spectroscopie (i.e. la détermination de la distribution en énergie de la fluence). La méthode d'estimation de la fluence, sans recours à un procédé de déconvolution, permet une mesure absolue et primaire des champs neutroniques.

Le principe de mesure des protons de recul est assez simple : après la diffusion élastique d'un neutron sur un matériau hydrogéné solide ou gazeux, le signal d'ionisation généré par les protons de recul est détecté par un détecteur pouvant prendre plusieurs formes (diode silicium, détecteur Csl, etc.). La directionalité de la détection des neutrons est assurée par la réduction de l'angle solide du détecteur Ω , ceci se faisant cependant au prix d'une efficacité de détection diminuée.

La mesure de l'énergie des protons de recul est également possible en effectuant une trajectographie de la particule depuis sa création dans le convertisseur jusqu'à sa détection. Les télescopes à protons de recul couvrent généralement une gamme en énergie de quelques MeV jusqu'à environ 20 MeV. Un fonctionnement à plus haute énergie est fortement altéré du fait de la faible section efficace de diffusion élastique au-delà de 20 MeV. Les télescopes à protons de recul fonctionnant dans cette gamme d'énergie seront étudiés en détail dans la suite de ce travail.

Néanmoins, la détection des neutrons d'énergie inférieure au MeV est également possible sur le principe du télescope à noyaux de recul en utilisant un système gazeux comme convertisseur et un système de trajectographie des protons de recul - le principe utilisé est alors celui de la chambre à projection temporelle ou « *Time Projection Chamber* » [56]. L'exemple présenté ici est développé au sein de l'IRSN pour la caractérisation de champs neutroniques entre 8 keV et 1 MeV, il s'agit d'une MICRO-TPC.

La chambre de la μ -TPC est constituée de deux zones : une zone de conversion de 18 cm de longueur entre une cathode et une grille et une zone d'amplification de 256 μm entre la grille et une anode - voir Figure 1-18.

Dans la première zone le rôle de convertisseur est assuré par un mélange gazeux. Le noyau de recul, issu de la diffusion d'un neutron dans le mélange gazeux, cède son énergie au gaz en produisant des paires électrons-ions. Les électrons, issus de l'ionisation, dérivent jusqu'à la grille grâce à un champ électrique entre la cathode et la grille de l'ordre de 250 kV.cm^{-1} .

Un phénomène d'avalanche se produit alors dans la deuxième zone de la chambre sous l'action d'un champ électrique intense de l'ordre de 10 kV.cm^{-1} . Le signal est ensuite collecté sur une anode pixellisée qui est lue toutes les 20 ns. Grâce à cet échantillonnage temporel et connaissant la vitesse de dérive des électrons il est possible de reconstruire une trace en 3D. - Cf. Figure 1-18. L'énergie d'ionisation du proton est estimée par la mesure des charges collectées sur l'anode. Cependant, il faut noter que l'énergie d'ionisation ne constitue qu'une partie de l'énergie du noyau de recul, il existe en effet une part de l'énergie qui est dissipée sous forme de chaleur et de scintillation. Ce facteur de « *quenching* » est le rapport de l'énergie d'ionisation sur l'énergie initiale du noyau.

Pour le convertisseur, plusieurs gaz sont envisageables, par exemple un mélange d'isobutane (C_4H_{10}) et de (CHF_3). L'utilisation d'isobutane ou de méthane, dont les potentiels d'ionisation sont élevés, permettent d'augmenter le pouvoir ionisant du mélange. L'utilisation d'un alcane trouve son intérêt dans le fait que ce type de gaz capture particulièrement bien les photons émis lors de la désexcitation des atomes du mélange gazeux. L'utilisation de (CHF_3) permet le ralentissement des électrons lors de leur dérive jusqu'à la grille.

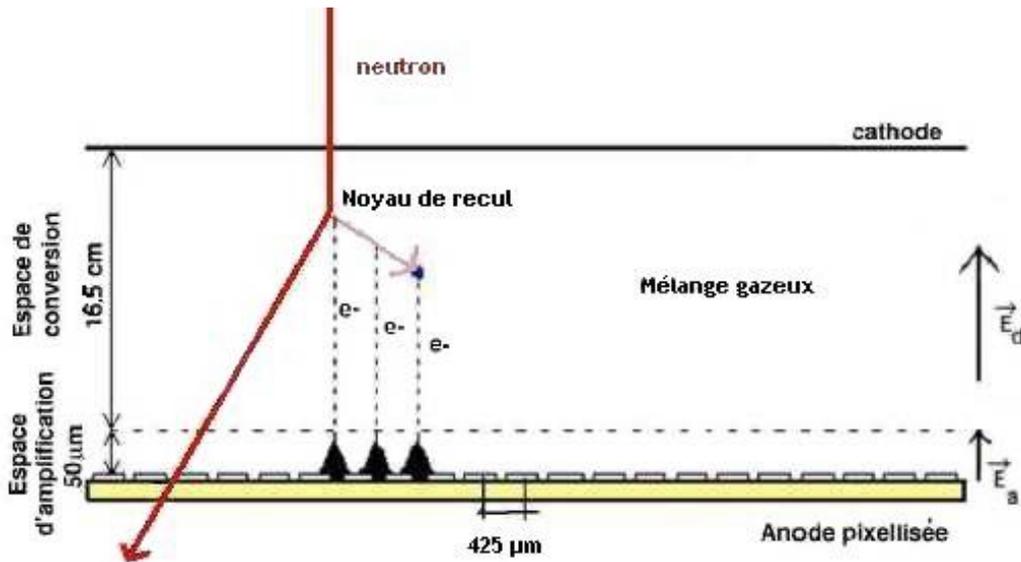


Figure 1-18 : Vue schématique de la TPC développée par l'IRSN

Le développement de ce type de détecteur encore au stade expérimental laisse néanmoins présager de bonnes performances en termes de reconstruction de l'énergie des champs neutroniques de faible énergie - Cf. Figure 1-19. La grande efficacité de détection de l'instrument ainsi que sa capacité à obtenir une spectrométrie des champs neutroniques sans recours à une procédure de déconvolution sont des avantages majeurs. La résolution de ce détecteur est envisagée entre 2 et 5 % dépendant principalement de l'étalonnage réalisé avec une source d'ions nommée COMIMAC.

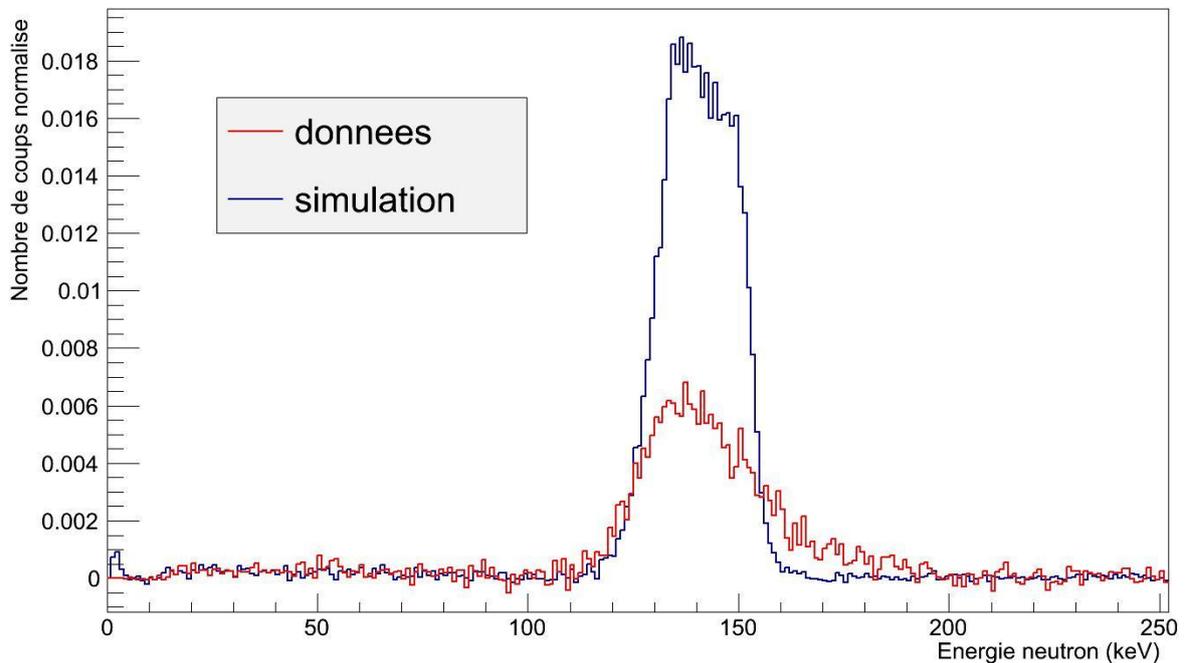


Figure 1-19 : Reconstruction d'un champ mono-énergétique de 144 keV obtenu avec le système μ TPC sur l'installation AMANDE pour un mélange de 60 % d'isobutane et de 40 % de CHF_3 . La courbe bleue fournit la distribution obtenue par simulation MCNPX.

1.3.3 Méthodes additionnelles de mesure des champs neutroniques

Outre les méthodes de détection présentées ci-dessus, il existe deux méthodes absolues de caractérisation de champs neutroniques : l'une concerne la mesure directe de l'énergie des champs neutronique par la méthode du Temps de Vol ou « *Time-of-Flight (ToF)* », la seconde est utilisée pour la mesure du débit d'émission des sources neutrons de radionucléides, il s'agit de la méthode du bain de Manganèse.

La méthode temps de vol ToF

Cette technique est basée sur la mesure de la vitesse du neutron, i.e. la mesure du temps t entre la création du neutron et sa détection à une distance l de la cible de l'accélérateur :

$$E = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \text{ avec } \beta = \frac{v}{c} = \frac{l}{ct} \quad 1-35$$

où m est la masse du neutron et c la célérité de la lumière. Le temps de vol t est estimé par $t = t_n - t_\gamma + l/c$ avec t_n et t_γ le temps entre la détection du neutron (du photon respectivement) et sa création dans la cible au temps t_0 . La mise en place de la méthode temps de vol nécessite un fonctionnement en mode pulsé de l'accélérateur ; un détecteur de neutrons (par exemple un scintillateur liquide de type BC501A) est également indispensable. La précision de la mesure de l'énergie est reliée aux caractéristiques du mode pulsé (distribution temporelle des pulses neutrons, mesure du courant cible, fréquence des pulses, etc.), et aux caractéristiques du détecteur de neutrons (discrimination n/γ , diffusions multiples dans le détecteur, temps de réponse, distance de vol, etc.). L'incertitude de mesure totale est donnée par [57]:

$$\frac{U_E}{E} = \frac{1-u}{u(1-u)} \cdot \sqrt{\left(\frac{U_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{U_t}{t}\right)^2} \text{ avec } u = \frac{1}{\gamma^2} \quad 1-36$$

où U_x sont les incertitudes relatives à la mesure de l'énergie E , du temps de vol t et de la distance de vol l

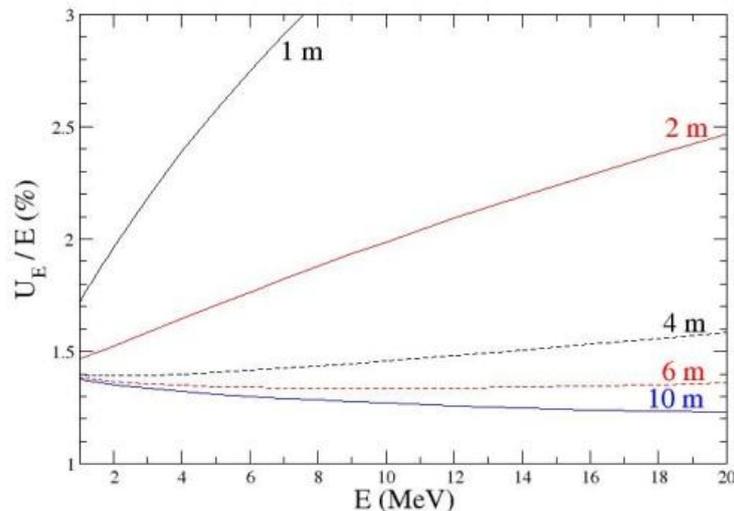
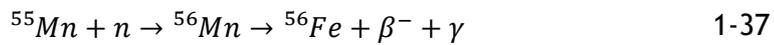


Figure 1-20 : Variation de l'incertitude de mesure neutron U_E en fonction de l'énergie et pour différentes distances de vol

La méthode du temps de vol apparaît comme la méthode la plus adaptée pour une mesure primaire de l'énergie de champs neutroniques mono-énergétiques. La précision de la mesure est comprise entre 1 et 2 % en fonction de la distance de vol -Cf. Figure 1-20. Cette incertitude augmente avec l'énergie des neutrons, notamment du fait de la mesure moins précise du temps de vol pour les énergies élevées. Cependant, la méthode du temps de vol n'est pas adaptée pour une mesure en mode continu des champs neutroniques mono-énergétiques puisqu'elle nécessite un fonctionnement en mode pulsé de l'accélérateur.

La méthode du bain de Manganèse

Cette méthode permet d'estimer de manière absolue le débit d'émission neutronique B d'une source de radionucléides. La source de radionucléides à caractériser est placée au centre d'une sphère dans un bain de manganèse ^{55}Mn . L'interaction d'un neutron avec le manganèse produit la réaction suivante :



A la suite de l'interaction, l'atome de ^{56}Mn décroît par radioactivité β^- en libérant un photon d'énergie comprise entre 846.76 keV et 3.37 keV avec une demi-vie d'environ 2.58 h. Si la source de radionucléide est laissée pendant un temps suffisamment long (>24 h), un état d'équilibre est atteint entre la décroissance du ^{56}Mn et sa production. Dès lors une relation de proportionnalité existe entre le débit d'émission B de la source et le taux de décroissance à la saturation. Le taux de décroissance à la saturation A est estimé à partir d'un détecteur de rayonnement photonique, le plus souvent de type NaI. Finalement, le débit d'émission B est donné par la relation suivante [58] :

$$B = \frac{A}{\varepsilon f(1 - L - S - O)} \quad 1-38$$

Avec A le taux de décroissance à la saturation, ε l'efficacité de détection, L la fraction de neutrons s'échappant du bain de manganèse, S la fraction de neutrons capturés par l'environnement, O la fraction de neutrons perdue par réaction de capture avec les atomes d'oxygène et de soufre et enfin f et la fraction de neutrons capturés par le manganèse. A titre indicatif, le Tableau 1-8 fournit les valeurs de ces facteurs correctifs pour un bain de manganèse classique (National Physical Laboratory-Royaume-Uni) [59] :

Tableau 1-8 : Facteurs correctifs pour une source de ^{252}Cf et $^{241}Am - Be$ obtenus par modélisation MCNPX

Paramètre	^{252}Cf	$^{241}Am - Be$
L	0.35 %	1.35 %
S	1.89 %	2.17 %
O	0.83 %	3.41 %
$1/(1 - L - S - O)$	1.03175	1.07436

1.3.4 Comparaison des différentes méthodes de détection

D'après l'étude présentée ici, il apparaît que chaque détecteur possède des avantages et des inconvénients - voir Tableau 1-9. L'orientation vers tel ou tel détecteur doit être faite en fonction des besoins de la mesure. Dans le cadre de ce travail de thèse, le besoin est clairement orienté vers un détecteur de type spectromètre de haute résolution pouvant être considéré comme référence primaire pour la détermination de la distribution en

énergie de la fluence de champs neutroniques rapides en mode continu. Dès lors, l'orientation vers la technologie des télescopes à noyaux de recul est pleinement justifiée.

Tableau 1-9 : Récapitulatif des principales caractéristiques des détecteurs utilisés en métrologie des neutrons

Détecteur	Domaine Energie	Spectrométrie	Résolution	Efficacité	Déconvolution	Statut
BSS	eV-GeV	Oui	--	++	Oui	-
LC	1-20 MeV	Non	+	++	Non	Transfert
SP2	50 keV-1 MeV	Oui	+	+	Oui	Secondaire
BC501A	1-20 MeV	Oui	+	+	Oui	Secondaire
TNR	8 keV-20 MeV	Oui	++	-	Non	Primaire
TOF	1-20 MeV	Oui	++	+	Non	Primaire

2 Le télescope à protons de recul : étude comparative

2.1	Le principe de fonctionnement des télescopes à protons de recul.....	54
2.1.1	Résolution en énergie.....	55
2.1.2	Efficacité de détection.....	55
2.1.3	Compromis entre efficacité de détection et résolution en énergie.....	56
2.2	Les télescopes à 0°	56
2.2.1	Géométrie du télescope	56
	Le convertisseur.....	56
	Le système de détection.....	56
	Les performances du dispositif	57
2.3	Les télescopes à localisation 3D	58
2.3.1	Contexte du projet	58
2.3.2	L'architecture du télescope.....	59
2.3.3	La méthode d'analyse	60
2.3.4	Les performances du détecteur	60
2.4	Le télescope de l'IRSN : TPR-CMOS	62
2.4.1	Présentation du télescope.....	62
2.4.2	Architecture du télescope	63
	Le convertisseur n/p	63
	La détection du proton de recul : utilisation de détecteurs à base de semi-conducteurs.....	64
	Elément de physique des semi-conducteurs	64
	Utilisation des semi-conducteurs en physique des particules	65
	Mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul : diode Si(Li)	65
	Processus de fabrication	65
	Caractéristiques physiques	65
	La diode Si(Li) utilisée dans le TPR-CMOS.....	66
	Mesure de la trajectoire du proton de recul : les capteurs de position CMOS	67
	Principe de fonctionnement d'un transistor MOS	67
	La technologie CMOS à pixels actifs.....	68
	Les capteurs CMOS utilisés dans le TPR-CMOS	68
	Régulation de la température à l'intérieur du télescope	70
	L'électronique d'acquisition du TPR-CMOS	70
	La géométrie du TPR-CMOS.....	71
	Indexation des étages de détection	71
	Mesure de l'angle d'émission du proton de recul	71
	Energie du proton de recul en entrée des capteurs CMOS.....	71
	Epaisseurs et distances entre les étages de détection	72
2.5	Méthode de mesure et d'estimation de l'énergie et de la fluence neutronique	72

Estimation de l'énergie du champ neutronique E_n	73
Estimation de l'angle d'émission du proton de recul θ_0	73
Reconstruction de l'énergie du proton de recul E_0	74
Estimation de la fluence du champ neutronique Φ_E	74
Estimation de la réponse $R\Phi$ par calcul analytique	75
Estimation de la réponse $R\Phi$ par simulation Monte-Carlo	78

Le Chapitre 1 de ce manuscrit a permis de démontrer la pertinence de l'utilisation d'un télescope à proton de recul pour la caractérisation de champs neutroniques, en particulier en tant qu'étalon primaire pour la mesure de l'énergie et de la fluence neutronique.

2.1 Le principe de fonctionnement des télescopes à protons de recul de recul

En tant que spectromètre neutron, le télescope à protons de recul permet la mesure conjointe de l'énergie E_n et de la fluence ϕ_E . De plus, la cinématique de la réaction permet d'établir une relation simple entre l'énergie du noyau de recul E_r et l'énergie du neutron E_n (relation 1-3). A partir du nombre M d'événements mesurés pendant une irradiation, la mesure de la fluence neutronique est accessible en connaissant l'efficacité de détection du télescope ε ainsi que sa section d'entrée A , l'application de facteurs correctifs K est le plus souvent nécessaire afin de prendre en compte certains effets tels que les diffusions inélastiques, le temps mort du télescope etc. L'équation reliant ces paramètres est rappelée ci-dessous :

$$\phi_E = \frac{M}{\varepsilon \cdot A} \cdot K \quad 2-1$$

Dans le cas des télescopes à protons de recul (TPR), il est possible d'obtenir une formule analytique permettant l'estimation de l'efficacité de détection des télescopes. Le calcul a d'abord été proposé par S.J. Bame et al. [48] puis amélioré par S. Sloan et al. [60]. Ce dernier fournit également une tabulation de l'efficacité de détection pour quelques géométries de télescopes - Cf relation 2-2.

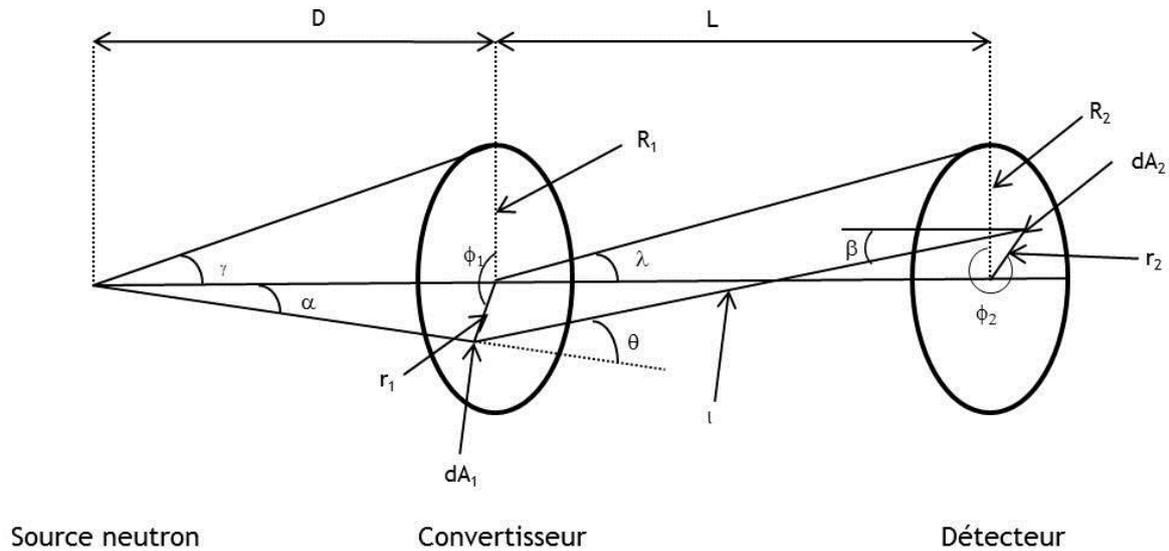


Figure 2-1 : Vue schématique d'un télescope à protons de recul classique

En considérant les notations de la Figure 2-1, l'efficacité de détection des télescopes à protons de recul est donnée par :

$$\varepsilon = 2\pi LP \int_0^{R_2} \int_0^{R_1} \int_0^{2\pi} r_2 r_1 \frac{\sigma(\theta_{np})}{d^2 l^3} dr_2 dr_1 d\phi_2 \quad 2-2$$

Avec :

- $d^2 = D^2 + r_1^2$,
- $l^2 = L^2 + r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\phi_2$

- $\cos \theta_{np} = (LD - r_1^2 + 2r_1r_2 \cos \phi_2) / (ld)$
- $\sigma(\theta_{np})$ la section efficace différentielle de diffusion élastique du neutron
- P , le nombre d'atomes cibles contenus dans le convertisseur par cm^2

Une revue historique des télescopes à protons de recul est proposée par C.H. Johnson [61]. Les performances et caractéristiques des télescopes sont principalement déterminées par les constituants de l'instrument, à savoir le convertisseur et le détecteur utilisé pour la détection du noyau de recul. Un neutron provenant d'une source ou d'une cible interagit dans le convertisseur et crée un proton de recul. Ce proton, s'il est émis dans l'angle solide de détection, est mesuré dans le détecteur de particules placé au bout du télescope. En plus de ces deux éléments, un système de trajectographie du proton de recul peut être inséré entre le convertisseur et le détecteur de noyaux de recul.

Dans le cas limite d'un convertisseur infiniment fin, un proton de recul émis avec un angle de 0° est mesuré dans le détecteur avec la même énergie que le neutron incident ($E_p = E_n \cos^2 \theta$). Dans ce cas, une très bonne résolution en énergie est attendue, cependant cela se fait au détriment de l'efficacité de détection qui de fait est quasi-nulle. L'augmentation de l'efficacité de détection peut être réalisée en augmentant l'angle solide du détecteur, la résolution en énergie est alors diminuée.

2.1.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie des TPR dépend de deux caractéristiques distincts : l'épaisseur du convertisseur utilisé et la géométrie du détecteur. Le proton est créé de manière équiprobable dans tout le convertisseur, sous l'hypothèse d'un convertisseur suffisamment fin. En fonction de son lieu de création, le parcours du proton dans le convertisseur conduit à une perte d'énergie. Par conséquent, il existe une dispersion en énergie dont la distribution suit une loi rectangulaire dont la largeur est égale à la perte d'énergie du proton dans le convertisseur. Plus le convertisseur est fin et meilleure est la résolution en énergie. Cette résolution dépend également de l'énergie du proton. La résolution en énergie des télescopes décroît avec l'énergie du proton de recul. Cela est dû aux pertes d'énergie importantes à basse énergie (par exemple un proton de 5 MeV perd $16.6 \text{ keV}/\mu\text{m}$ dans le silicium alors qu'un proton de 10 MeV ne perd que $8.1 \text{ keV}/\mu\text{m}$).

La seconde contribution à la résolution du télescope est due à la géométrie de l'instrument. De manière générale, plus l'angle solide de détection est important et plus la résolution est faible. Puisque l'angle d'émission maximum du proton de recul peut atteindre plusieurs dizaines de degrés, les pertes d'énergies sont plus importantes que pour les protons émis à 0° . En se basant sur les notations de la Figure 2-1, la réduction des distances L et D permet l'augmentation de l'angle solide de détection mais introduit une baisse de la résolution en énergie.

2.1.2 Efficacité de détection

Le second paramètre d'intérêt dans un télescope est son efficacité de détection. L'efficacité est fonction de trois paramètres : la géométrie du détecteur, la composition du convertisseur et la section efficace de diffusion élastique. La parfaite connaissance de ces différents paramètres conditionne quant à elle la mesure et la précision de l'efficacité de détection. La section efficace de réaction a été abordée en section 1.2.3 : la composition du convertisseur fera l'objet d'un point spécifique dans la suite du manuscrit. La géométrie du télescope détermine quant à elle l'angle solide Ω du détecteur, qui dépend des dimensions du convertisseur, du détecteur de protons et de la longueur de l'instrument. Plus l'angle solide est important plus l'efficacité est importante.

2.1.3 Compromis entre efficacité de détection et résolution en énergie

La mesure simultanée de l'énergie et de la fluence des champs neutroniques dans un télescope à protons de recul nécessite un compromis entre résolution en énergie et efficacité de détection. Les instruments à faible angle solide de détection présentent l'avantage d'avoir une très bonne résolution en énergie alors que la favorisation de l'efficacité de détection (et donc du temps de mesure) se fait au détriment de la résolution en énergie. La relation 2-4 relie l'incertitude sur la mesure de l'énergie neutron U_{E_n} aux incertitudes sur l'énergie des protons U_{E_p} et sur l'angle d'émission U_θ .

$$\left(\frac{U_{E_n}}{E_n}\right)^2 = \left(\frac{U_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 4 \cdot \tan^2 \theta \cdot U_\theta^2 + 4 \cdot \frac{\tan \theta}{E_p \cdot \cos^2 \theta} \cdot \text{cov}(\theta, E_p) \quad 2-3$$

Dans la suite du manuscrit, deux types de télescope seront étudiés : les télescopes dits « classiques » où l'angle d'émission du noyau de recul θ est proche de 0° et les télescopes dits « à localisation » où la trajectoire du proton de recul est mesurée. Ces détecteurs présentent une acceptation plus importante.

2.2 Les télescopes à 0°

La présentation de ce type de TPR est menée à travers l'étude d'un étalon primaire pour la mesure de la fluence neutronique, entre 6 et 20 MeV, utilisé par le PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt), laboratoire national de métrologie allemand [62] [63].

2.2.1 Géométrie du télescope

Le convertisseur

Le convertisseur utilisé dans ce télescope est de la tristéarine ($C_{57}H_{110}O_6$), évaporé sur un support de tantale de $500 \mu m$. Le choix de la tristéarine en tant que convertisseur est motivé par ses propriétés mécaniques qui permettent d'obtenir une épaisseur de convertisseur très fine. Deux épaisseurs ($6.4 \mu m$ et $113 \mu m$) de convertisseur sont utilisées pour les basses et hautes énergies. L'incertitude sur le contenu en hydrogène du convertisseur est estimée à 0.8 %. L'influence du support en tantale sur l'atténuation des neutrons est estimée à 1.6 %.

Le système de détection

La mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul est réalisée à l'aide d'un compteur proportionnel contenant du CO_2 à une pression de 30 mbar et d'un détecteur silicium de $1.5 mm$ d'épaisseur - voir Figure 2-2. L'utilisation de ces deux détecteurs permet un fonctionnement en mode $\Delta E - E$. Une fraction de l'énergie est cédée dans le compteur proportionnel gazeux, l'énergie résiduelle est ensuite collectée par le détecteur silicium. Un fonctionnement en coïncidence permet la discrimination des protons de recul. L'énergie du proton de recul est alors calculée en ajoutant les pertes d'énergie du proton dans le convertisseur à celles mesurées par le système $\Delta E - E$. L'efficacité du détecteur silicium est estimée à 99.6 %.

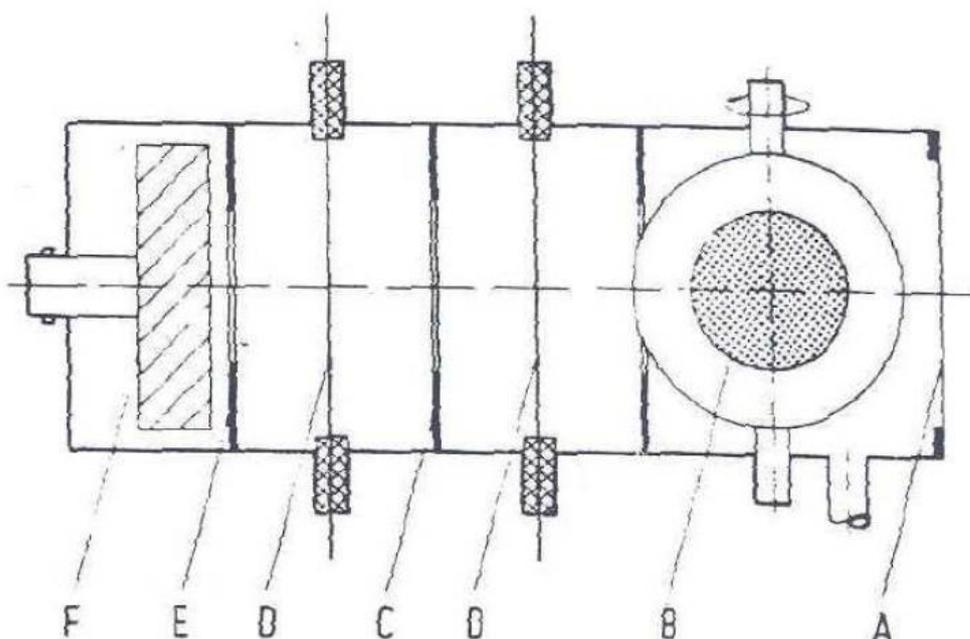


Figure 2-2 : Vue schématique du télescope du PTB : A = fenêtre d'entrée du télescope, B = convertisseur, C = collimateur, D = anodes des compteurs proportionnels, E = collimateur, F = détecteur silicium

Les performances du dispositif

Bien que le TPR ne soit pas utilisé en tant que spectromètre neutrons, les caractéristiques en termes de résolution en énergie sont comprises entre 5 et 8 % pour des champs neutroniques de 6 et 14 MeV respectivement - voir Figure 2-3.

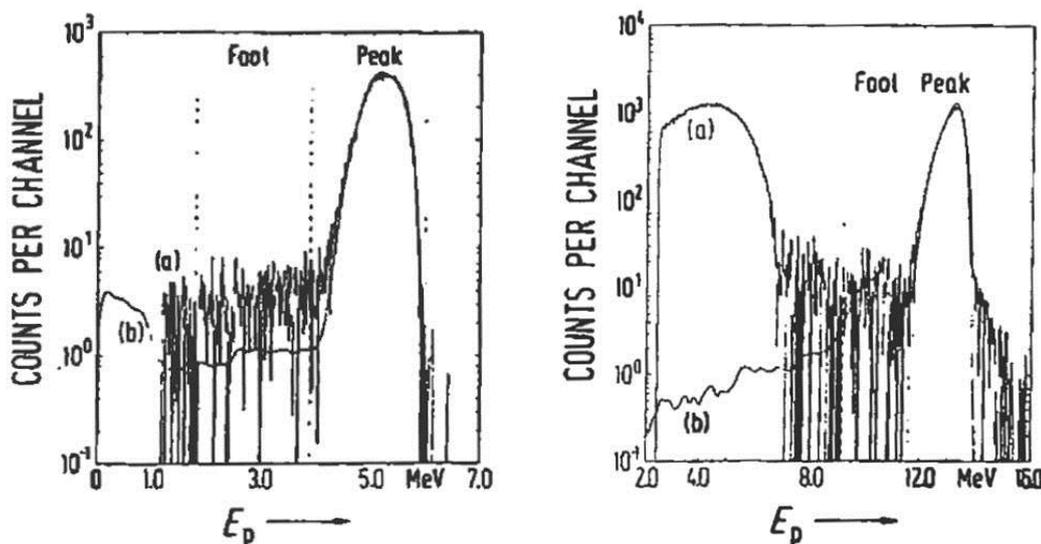


Figure 2-3 : Comparaison entre le spectre en protons de recul obtenu expérimentalement par le TPR du PTB et une simulation Monte Carlo réalisée avec le code SIRENA [64] pour deux énergies : 6.0 MeV (à gauche) et 13.76 MeV (à droite).

La mesure de la fluence neutronique est effectuée avec une très bonne précision, de l'ordre de 2 %. Cette précision de mesure se fait au sacrifice d'une efficacité de détection extrêmement faible comprise entre 10^{-5} et 10^{-6} . En faisant l'hypothèse d'une densité d'atomes d'hydrogène de 6.61 at. cm^{-3} , l'efficacité du télescope en fonction de l'énergie est présentée sur la Figure 2-4 [65].

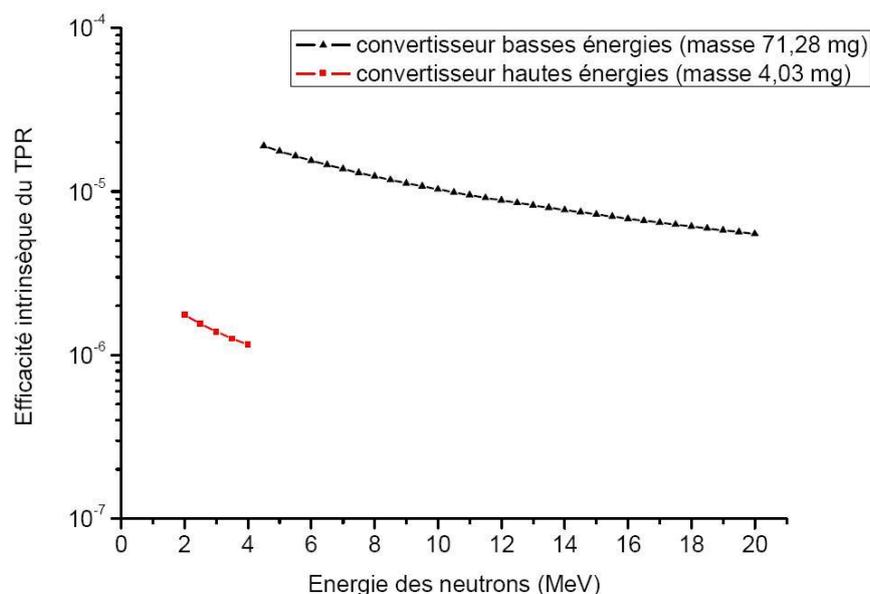


Figure 2-4 : Efficacité intrinsèque du TPR du PTB en fonction de l'énergie des neutrons incidents

Ce point constitue la principale faiblesse du détecteur et justifie l'étude de détecteurs à plus large ouverture angulaire pour tenter d'améliorer le couple efficacité-précision. Une étude très complète des incertitudes de mesures par propagation Monte Carlo a été réalisée sur ce dispositif, que ce soit sur la géométrie du télescope, sur l'efficacité de détection des éléments du TPR ou encore sur les caractéristiques du convertisseur utilisé. Le tableau résume les principales incertitudes retenues.

Tableau 2-1 : Liste des incertitudes de mesures (écart type) pour la mesure de la fluence neutronique dans le TPR du PTB, les résultats sont indiqués en pourcent.

Paramètres	6 MeV	14 MeV
Section efficace $H(n, p)$	0.9	0.9
Mesure des distances	0.1	0.1
Nombre d'atomes cible dans le convertisseur	0.8	0.8
Densité du convertisseur	0.35	0.35
Atténuation du flux neutron par le support en tantale	0.1	0.1
Efficacité du détecteur silicium	-	0.1
Caractéristiques du faisceau neutron	0.1	0.1
Temps mort et effet d'empilement	0.1	0.1
Incertitude statistique	0.5	1

2.3 Les télescopes à localisation 3D

Le second télescope étudié dans ce travail est un TPR à localisation 3D du proton de recul lors de sa traversée dans le détecteur. Le TPR étudié est en cours de développement par l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) depuis 2006 [66] [67].

2.3.1 Contexte du projet

La caractérisation de champs neutroniques mono-énergétiques dans la gamme de quelques MeV à quelques centaines de MeV est d'un grand intérêt dans plusieurs domaines. Le

domaine de la physique des réacteurs ou le domaine médical et notamment en hadron thérapie, requièrent une bonne connaissance des caractéristiques des neutrons produits par réactions nucléaires au sein des tissus vivants. De fait, la connaissance et la maîtrise des caractéristiques des flux neutroniques rencontrés dans ces domaines conduit naturellement au développement d'un détecteur capable de mesurer avec précision l'énergie et la fluence de champs neutroniques dans la gamme 2-100 MeV.

2.3.2 L'architecture du télescope

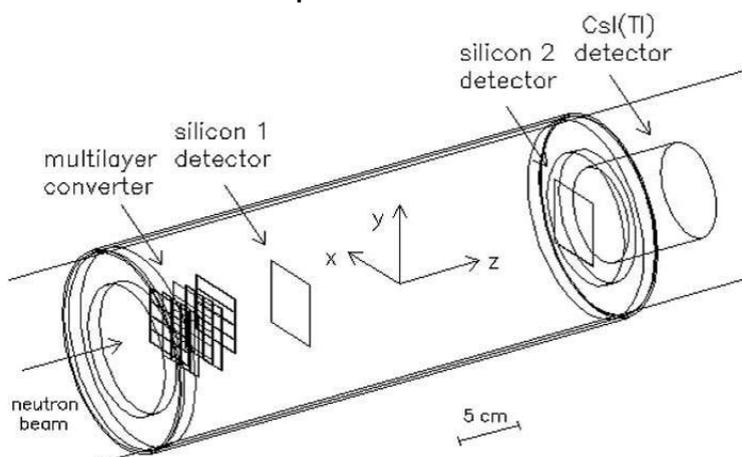


Figure 2-5 : Vue schématique du TPR de l'INFN

Le télescope est composé de trois éléments principaux (Cf. Figure 2-5). Un ensemble de cinq scintillateurs plastique EJ212 de $12 \times 50 \times 0.4 \text{ mm}$ chacun servant de matériaux convertisseur. Chaque plan de convertisseur permet de déterminer approximativement la position du proton soit horizontalement soit verticalement. De cette manière la succession des cinq plans de convertisseurs permet la localisation 3D du proton depuis sa création dans un des plans de convertisseur. Cependant, à l'intérieur d'un plan de convertisseur, il est impossible de connaître le lieu de création du proton. La précision de la localisation est donc d'environ $400 \mu\text{m}$ sur l'axe z. La détermination de la trajectoire du proton de recul se fait par deux plans de détecteurs à pistes de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur de dimension $50 \times 50 \text{ mm}$. Chaque plan de silicium est subdivisé en seize zones de détection de 3 mm de large. Ces deux détecteurs permettent donc la détermination de la trajectoire du proton de recul lors de sa traversée du télescope. En plus de la localisation du proton de recul, les deux plans de silicium fournissent également une information sur les pertes d'énergie du proton dans le silicium. La mesure de l'énergie résiduelle se fait par ailleurs à l'aide d'un scintillateur CsI(Tl) de dimension $3'' \times 3''$ - Cf. Figure 2-6.

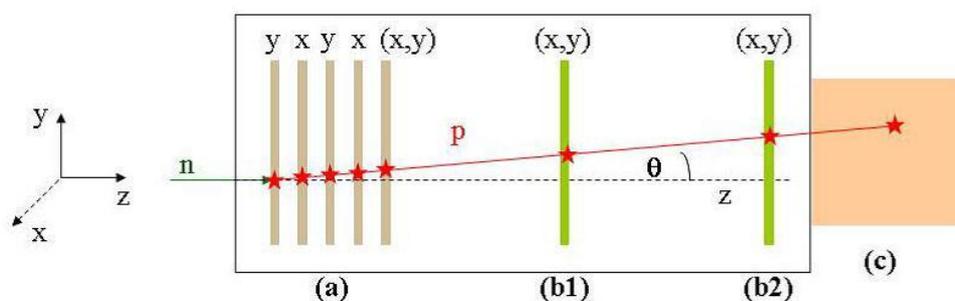


Figure 2-6 : Composition du télescope de l'INFN : a) le convertisseur multicouche, b1) et b2) les détecteurs silicium à pistes, c) le scintillateur CsI(Tl)

Par le biais d'une analyse complexe des données, le domaine d'énergie des protons de recul détectés s'étend de 2 MeV à 100 MeV. En effet, la relative grande épaisseur des plans de convertisseur et de silicium impose un traitement des données qui distingue trois types de protons de recul suivant leurs énergies.

2.3.3 La méthode d'analyse

L'architecture du TPR implique une discrimination des événements suivant trois catégories d'énergie (Figure 2-7) :

- Catégorie I : elle contient les événements de hautes énergies qui passent par tous les éléments du détecteur. La trajectoire du proton de recul est obtenue par ajustement sur la position de la particule correspondant à une énergie comprise entre 9 et 160 MeV.
- Catégorie II : elle correspond aux événements qui sont stoppés dans le second détecteur silicium. La mesure de l'énergie se fait alors par les pertes occasionnées dans les plans de convertisseurs et les deux détecteurs silicium. La trajectoire est évaluée par la position dans les convertisseurs et lors du passage de la particule dans les systèmes à localisation. Dans cette catégorie, la particule possède une énergie comprise entre 6 et 16.5 MeV.
- Catégorie III : les particules détectées dans cette catégorie sont stoppées dans le premier détecteur silicium. La trajectoire ne peut alors être calculée qu'à partir de la coordonnée dans le convertisseur et dans le premier détecteur. L'incertitude sur la trajectoire est alors plus grande que dans les deux premiers cas. De plus, le fait que l'énergie du proton ne puisse être déterminée avec grande précision, diminue drastiquement la précision de la mesure de tels événements, cela correspond à des protons de recul de 2 à 13.2 MeV.

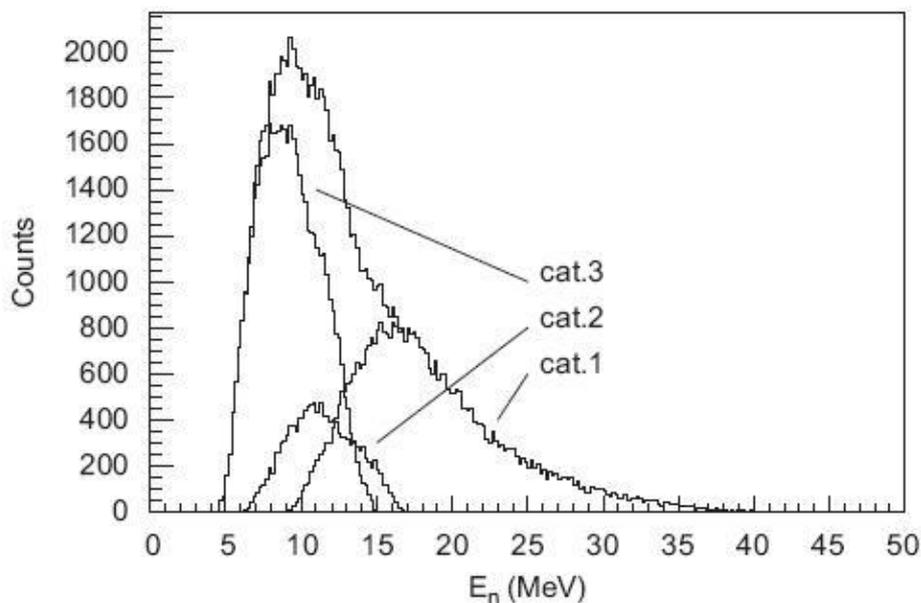


Figure 2-7 : Reconstruction de la distribution en énergie des neutrons en fonction de leurs énergies ainsi que la contribution des trois catégories d'événements possible au spectre global.

2.3.4 Les performances du détecteur

La résolution du détecteur est calculée comme étant la largeur à mi-hauteur de la distribution $E_n - E_r$, correspondant à la différence entre l'énergie neutron théorique et l'énergie neutron reconstruite par le TPR. Elle dépend principalement de la précision des instruments, de la reconstruction de l'angle θ et de l'erreur systématique introduite par

les corrections dues au lieu de création du proton de recul. A titre indicatif, la résolution du détecteur CsI est de 5.5 % et celle du détecteur silicium de 1 %.

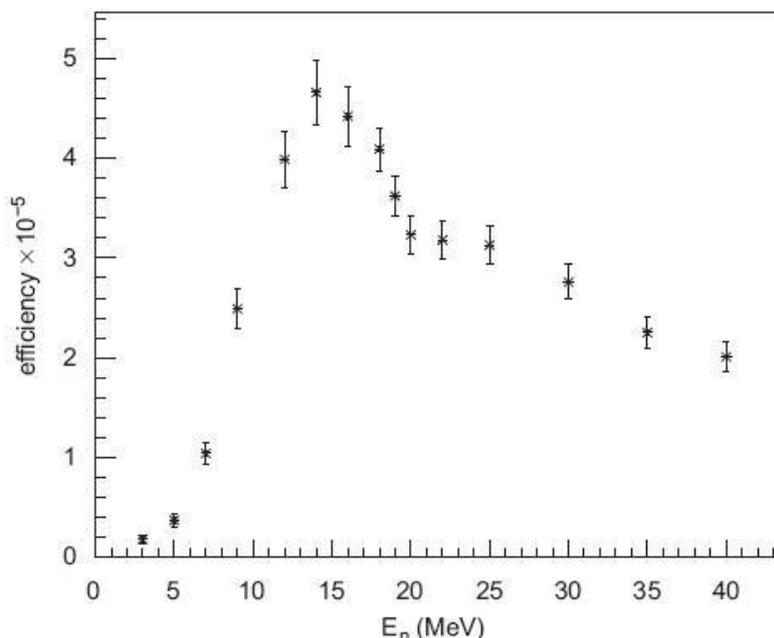


Figure 2-8 : Efficacité intrinsèque du télescope de l'INFN en fonction de l'énergie des neutrons incidents

L'incertitude sur le lieu de création du proton de recul est surtout gênante pour les basses énergies alors que pour les hautes énergies, l'incertitude de mesure des détecteurs devient prépondérante - voir Figure 2-9. Le TPR a une résolution en énergie variant de 20 à 2 % pour des énergies allant de 2 MeV à 160 MeV. L'efficacité globale est comprise entre 2.0×10^{-6} à 2 MeV et 4.7×10^{-5} à 14 MeV avec une précision allant de 5 à 2 % - voir Figure 2-8. Les résultats présentés ont été obtenus via la réaction $C(d, n)$ produisant un faisceau de neutrons de 40 MeV au LNS (Laboratori Nazionali del Sud).

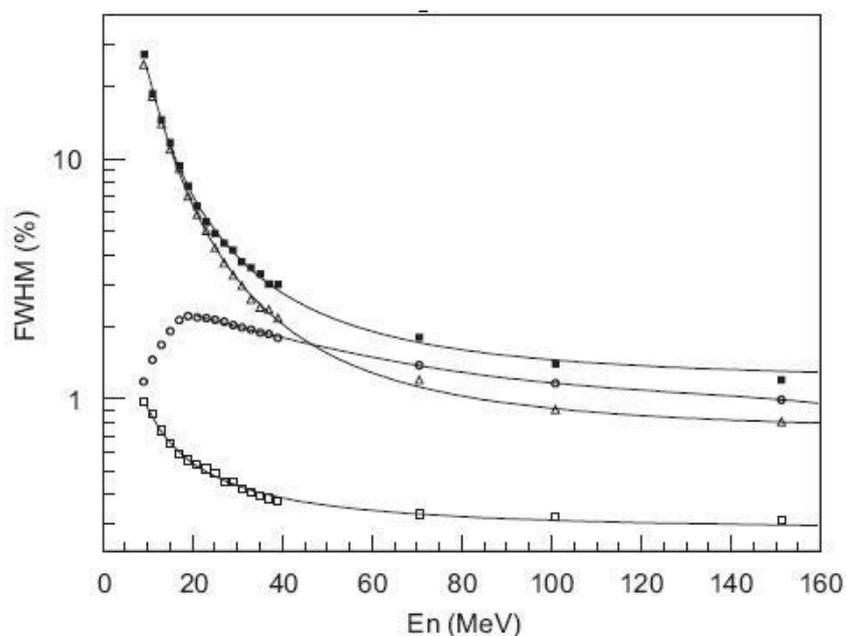


Figure 2-9 : Incertitudes de mesures de l'énergie neutron : Carrés pleins = incertitude totale, Triangles = contribution du convertisseur à l'incertitude totale, Cercles = contribution des éléments du TPR, Carrés vides = contribution de l'angle de diffusion à l'incertitude totale

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux TPR existants dans la gamme d'énergie d'intérêt du TPR-CMOS à savoir 5-20 MeV. Deux types de TPR ont été développés, les TPR à 0° , les plus anciens qui présentent une bonne résolution en énergie mais une très faible efficacité de détection, ce qui est un paramètre limitant pour des prestations d'étalonnage de détecteur. Ces instruments ne détectent les protons de recul que dans un faible angle solide. En regard de ces inconvénients, un deuxième type de détecteur a été développé : les TPR à localisation 3D. De par leur système à localisation du proton de recul, ils permettent de couvrir un angle solide de détection plus important et donc d'augmenter l'efficacité du détecteur, tout en gardant une bonne résolution en énergie

2.4 Le télescope de l'IRSN : TPR-CMOS

2.4.1 Présentation du télescope

Le TPR-CMOS s'est largement inspiré du TPR développé par l'INFN, tout en gardant certaines spécificités [68]. Il est constitué :

- d'un convertisseur en polyéthylène $(CH_2)_n$, d'épaisseur connue mais pouvant être choisie entre 20 et 500 μm selon la gamme en énergie des neutrons à mesurer. Ce convertisseur a pour but de créer des protons de recul par collisions élastiques à partir des neutrons.
- de trois détecteurs CMOS amincis dont l'épaisseur théorique est de 50 μm . Ces détecteurs ont pour but de localiser le proton lors de sa traversée. La présence des trois capteurs permet non seulement de pouvoir reconstruire l'angle d'émission du proton de recul mais également de pouvoir discriminer les protons issus de collisions élastiques des protons induits par des réactions parasites, ceci grâce à des mesures en coïncidence (spatiale et temporelle).
- d'une diode silicium permettant de recueillir l'énergie résiduelle du proton. La diode présente une surface de 200 mm^2 avec une zone de collection de charges de 3 mm d'épaisseur, dimensionnée afin d'arrêter les protons de recul ayant une énergie de 20 MeV.

En addition de ces trois éléments principaux, le dispositif est composé d'un système de régulation de la température à l'intérieur du détecteur. Une feuille d'aluminium est également placée en face avant du télescope afin d'isoler celui-ci de la lumière et de stopper les particules qui seraient créées dans l'air entre la cible de l'accélérateur et le télescope.

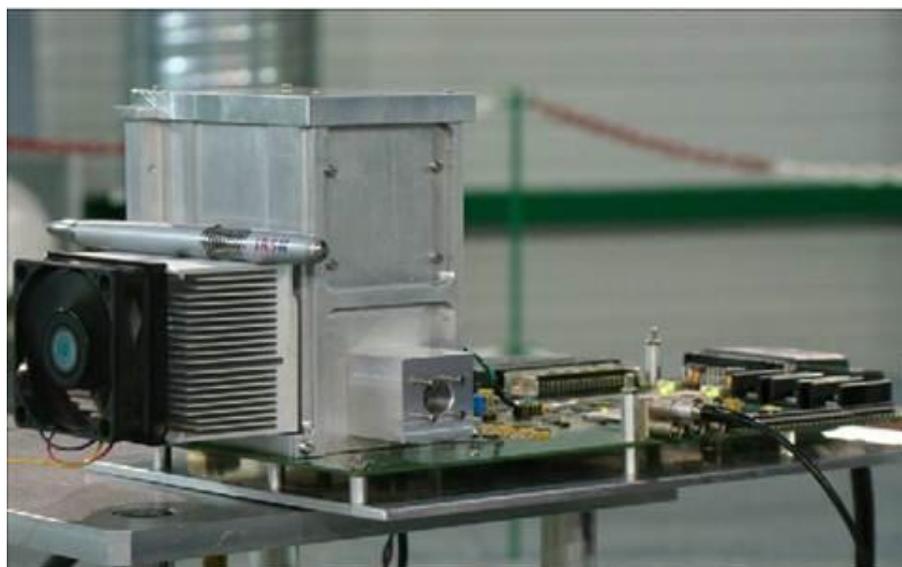


Figure 2-10 : Le premier prototype du TPR-CMOS, construit en 2009 [65]

2.4.2 Architecture du télescope

Dans cette section, une description détaillée des éléments du TPR-CMOS sera fournie. La caractérisation des propriétés des éléments fera l'objet d'une étude spécifique dans la suite de ce travail.

Le convertisseur n/p

Le convertisseur utilisé dans le TPR-CMOS est du polyéthylène, présenté sous forme de film, produit par la société GoodFellow [69]. La composition exacte du convertisseur, et plus particulièrement la concentration en hydrogène, doit être connue avec grande précision afin de mesurer la fluence neutronique avec une incertitude la plus faible possible. La connaissance de la concentration en hydrogène permet, par pesée, d'accéder au nombre d'atomes d'hydrogène présent dans le convertisseur. Ces données conduisent directement au taux de protons de recul obtenu par collisions élastiques des neutrons $H(n,p)$ dans le convertisseur. Ce nombre vaut :

$$N_p = N_n \cdot (N_H \cdot \sigma_{(E_n)} \cdot e) \quad 2-4$$

où e est l'épaisseur du convertisseur, $\sigma_{(E_n)}$ la section efficace de réaction, N_H le nombre d'atomes d'hydrogène dans le convertisseur et N_n le nombre de neutrons incidents. La Figure 2-11 récapitule le taux de conversion (n,p) du convertisseur en fonction de son épaisseur e et de l'énergie E_n du champ neutronique à mesurer.

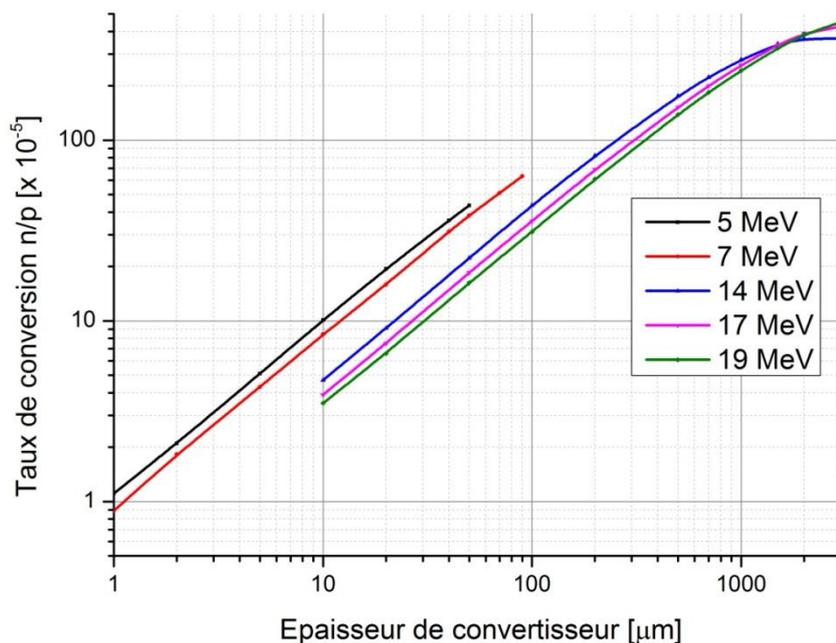


Figure 2-11 : Taux de protons émergent du convertisseur pour différentes énergies des neutrons, simulation MCNPX

La relation 2-4 permet de quantifier le taux de conversion neutron-proton, une donnée plus utile consiste non pas à considérer le taux de conversion mais le taux de protons émergents du convertisseur. A la différence du taux de conversion, le nombre de protons émergent du convertisseur prend en compte le phénomène d'équilibre protonique qui apparaît lorsque le convertisseur est trop épais. A partir d'une certaine épaisseur de

matière traversée, le nombre de protons créés par collision élastique est compensé par l'absorption des protons dans le convertisseur. De ce fait, un effet de seuil est observé dans le nombre de protons émergent du convertisseur, l'augmentation de l'épaisseur de convertisseur n'a alors plus d'effet. La Figure 2-11 représente le taux de protons émergents du convertisseur en fonction de l'épaisseur. La courbe bleue, qui représente le taux de protons émergents du convertisseur pour des neutrons de 14 MeV, fait apparaître le phénomène d'équilibre protonique pour les épaisseurs de convertisseur supérieures à 1000 μm .

La détection du proton de recul : utilisation de détecteurs à base de semi-conducteurs

Une fois généré (et extrait) du convertisseur, le proton peut être détecté par tout système sensible à la charge (scintillateur, gaz, semi-conducteur, ...). Dans notre TPR-CMOS, ce sont les détecteurs à base de semi-conducteurs amincis qui sont utilisés pour la trajectographie des particules.

Elément de physique des semi-conducteurs

Les matériaux semi-conducteurs, comme le silicium ou le germanium, sont décrits par la *théorie de Bandes*. Ils ont la particularité de présenter une structure énergétique des électrons intermédiaire entre les matériaux isolants et les matériaux conducteurs. Les électrons de la bande de valence d'un semi-conducteur peuvent, sous l'action d'une agitation thermique ou d'une excitation, passer dans la bande de conduction. Lorsqu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction, une paire électron-trou est créée. Les mouvements de l'électron d'une part et du trou d'autre part contribuent à la conductivité des matériaux. La probabilité de création d'une paire électron-trou est donnée par :

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} e^{\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)} \quad 2-5$$

avec T la température en Kelvin, C une constante de proportionnalité caractéristique du matériau, E_g l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction (énergie de « gap ») et k la constante de Boltzmann. La diffusion des électrons à l'intérieur d'un cristal semi-conducteur est approximée par une fonction gaussienne autour du point de création dont l'écart type vaut $\sigma = \sqrt{2Dt}$ où D est le coefficient de diffusion dépendant de la mobilité des charges.

Dans le cas des semi-conducteurs purs dits « intrinsèques », le nombre d'électrons dans la bande de conduction est exactement identique au nombre de trous dans la bande de valence. L'introduction d'une petite quantité d'impuretés appelées *dopants* dans le réseau cristallin du semi-conducteur permet la création additionnelle d'électrons ou de trous suivant que le dopant est riche ou pauvre en électrons. Dans le premier cas le dopage est dit de type « N » et dans le second de type « P ». Le Tableau 2-2 résume les caractéristiques physiques des principaux matériaux semi-conducteurs utilisés en physique nucléaire, à savoir le silicium et le germanium.

Tableau 2-2 : Propriétés des semi-conducteurs intrinsèques de silicium et de germanium

Caractéristiques	Silicium	Germanium
Densité	2.33	5.32
Atomes / cm^{-3} [$\times 10^{22}$]	4.96	4.41
Energie de gap à 300 K [eV]	1.115	0.665
Mobilité des électrons à 300 K [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}$]	1350	3900
Mobilité des trous 300 K [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}$]	480	1900
Energie par paire electron/trou [eV] à 300 K	3.62	-

La mise en contact de semi-conducteurs dopés N et P permet la création de jonction de type PN , particulièrement utilisée pour la détection de particules chargées [11]. A la création de l'interface de la jonction, les porteurs de charge (électrons et trous) migrent vers la zone opposée. La création d'une charge d'espace provoque une zone de champ électrique intense appelée « zone de déplétion ». En outre, l'application d'un potentiel extérieur V_{ext} , en plus du potentiel de diffusion V_D créé naturellement, permet le fonctionnement de la jonction en direct ou en inverse suivant que le potentiel total $V_B = V_D - V_{ext}$ est supérieur ou non au potentiel de diffusion V_D .

Utilisation des semi-conducteurs en physique des particules

Lorsqu'une particule chargée dépose de l'énergie dans un détecteur à base de semi-conducteur, un nombre égal d'électrons et de trous sont formés dans un laps de temps proche de la picoseconde tout au long du passage de la particule. Sous l'action d'un champ électrique ou bien par diffusion pure, la création de ces porteurs libres permet la création d'un courant électrique proportionnel au nombre de charges créées. La collection de ces charges permet ainsi la détection de particules traversant le semi-conducteur via la mesure du courant induit. Cet effet est utilisé soit pour mesurer une énergie (notre diode Si(Li)) soit pour localiser la trace (nos capteurs CMOS).

Mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul : diode Si(Li)

Processus de fabrication

Contrairement aux diodes silicium classiques, les diodes compensées au lithium permettent d'atteindre des épaisseurs de zone de déplétion supérieures à 2 mm. Dans ce type de détecteurs, outre une jonction PN classique polarisée en inverse, une zone compensée au lithium nommée I est insérée entre les deux jonctions (jonction PIN). La zone compensée permet de maintenir un nombre de donneurs et d'accepteurs d'électrons rigoureusement identique sur des épaisseurs pouvant aller jusqu'à 10 mm. Le processus de fabrication des diodes Si(Li) est exposé en Figure 2-12 [70].

Caractéristiques physiques

La résolution des détecteurs de type Si(Li) est de manière générale supérieure aux autres détecteurs à base de semi-conducteurs - voir Tableau 2-3.

Tableau 2-3 : Comparaison de quelques détecteurs silicium en terme de résolution en énergie

Type de détecteurs	Géométrie (Surface/Épaisseur)	Résolution
Passivés et implantés	50 mm ² 300 μm	11 keV
Barrières de surface	50 mm ² 300 μm	15 keV
Si(Li)	300 mm ² 5 mm	< 50 keV <20 keV

L'un des paramètres les plus importants pour un détecteur de particules est la linéarité de sa réponse. Dans le cas des détecteurs Si(Li), et plus généralement de tout détecteur à base de semi-conducteurs, la linéarité dépend de deux paramètres, la profondeur de la zone de déplétion de la jonction et la qualité de la collection des charges qui doit être maximale.

Les diodes compensées au lithium, grâce à leur importante zone compensée, répondent parfaitement aux critères ci-dessus puisque la zone désertée peut atteindre 5 mm. Cette épaisseur permet d'arrêter un grand nombre de rayonnements (par exemple des protons

de plusieurs dizaines de MeV ou un rayonnement γ de quelques MeV). Enfin, l'efficacité de détection d'un tel détecteur se doit d'être la plus proche possible de 100 %. Si en théorie ceci est le cas, certaines interactions parasites telles que des diffusions inélastiques peuvent induire une perte d'efficacité [71] [72]. Cependant cette perturbation reste négligeable puisque l'efficacité de détection des diodes Si(Li) est supérieure à 99.5 % pour des protons de quelques MeV . Pour toutes ces raisons, les détecteurs de type Si(Li) sont parfaitement adaptés aux exigences de mesures du TPR-CMOS.

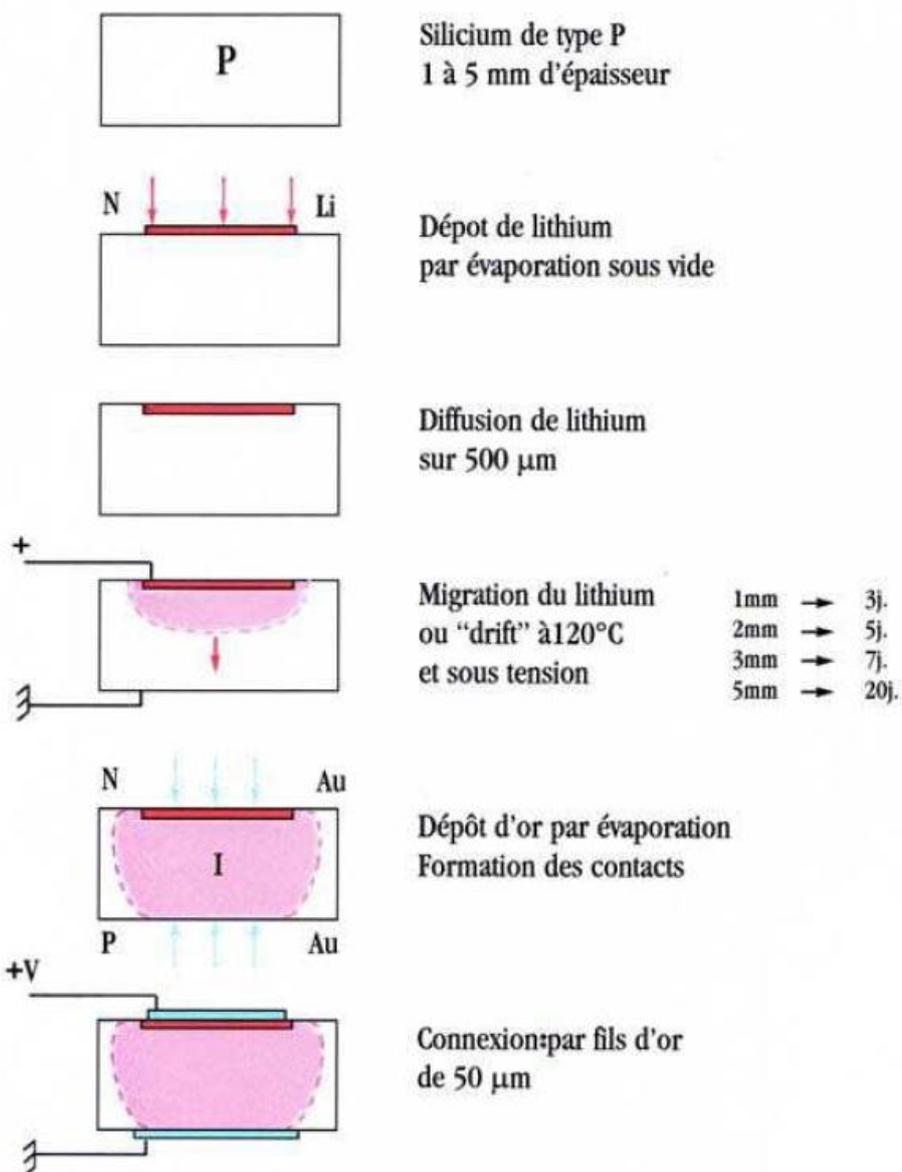


Figure 2-12 : Processus de fabrication des diodes silicium compensées au lithium

La diode Si(Li) utilisée dans le TPR-CMOS

La diode utilisée dans le TPR-CMOS pour la mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul est une diode silicium compensée au lithium de type LEC 200-3000 commercialisée par la société CAMBERA [73]. Il s'agit d'une diode cylindrique de 200 mm^2 et de 3 mm d'épaisseur. Cette diode est capable de mesurer un taux de comptage supérieur au kHz et possède une résolution en énergie de 40 keV à 5.5 MeV, soit environ 0.8%.



Figure 2-13 : Diode Si(Li) utilisée dans le TPR-CMOS pour la mesure de l'énergie résiduelle des protons de recul

Mesure de la trajectoire du proton de recul : les capteurs de position CMOS

Principe de fonctionnement d'un transistor MOS

Les transistors MOS (*Metal Oxide SemiConductor*) sont composés d'un unique type de contact N dans un substrat de type P, ou le contraire (N-MOS ou P-MOS). Ils sont constitués d'une couche de semi-conducteur dopé N ou P, d'une couche d'oxyde de silicium SiO_2 et de poly silicium (silicium polycristallin) et enfin d'une électrode en métal appelée « grille ». La source *S* émet les porteurs de charge qui sont collectés par le drain *D*, ces deux éléments sont placés de part et d'autre de la grille - voir Figure 2-14 . Généralement la source et le substrat sont portés à la masse alors que le drain est porté à un potentiel V_D . La tension appliquée V_{GS} entre la grille et la source commande la quantité de porteurs de charge. La tension V_{DS} les met en mouvement.

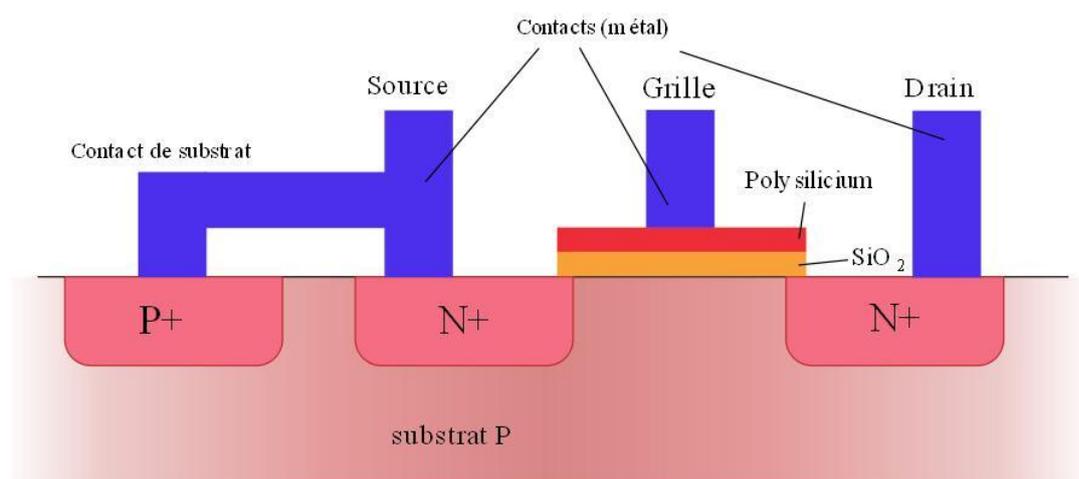


Figure 2-14 : Schéma d'un transistor de type N-MOS

Suivant la tension V_{GS} appliquée, le transistor fonctionne en mode bloqué, linéaire ou saturé. Les trois modes de fonctionnement se caractérisent par l'absence de courant de conduction (mode bloqué $I_{DS} = 0$), ou la présence d'un courant de conduction (mode linéaire ou mode saturé $I_{DS} = cste$).

La technologie CMOS à pixels actifs

Les capteurs à pixels actifs (APS, *Active Pixel Sensor*) doivent leurs noms au fait que le système d'amplification est directement intégré dans le capteur. Largement utilisée en physique des particules pour la trajectographie, la technologie CMOS offre au travers de l'intégration de l'électronique de lecture un avantage certain comparée aux capteurs de type CCD ou à micro-pistes. Les capteurs CMOS à pixels actifs sont constitués d'une zone sensible appelée « zone épitaxiale » légèrement dopée dont l'épaisseur est caractéristique des performances du détecteur (résolution en énergie, sensibilité aux photons etc.). La technologie CMOS utilise deux jonctions MOS, l'une de type $N - MOS$ et l'autre de type $P - MOS$: un caisson N est implanté au centre de chaque pixel, ce caisson est contenu dans un autre caisson de type P , formant un transistor de type $N - MOS$. La zone épitaxiale, légèrement dopée P , forme une jonction PN avec le caisson N et peut être vue comme une diode polarisée en inverse. L'ensemble est fabriqué sur un substrat de type P qui sert de support mécanique.

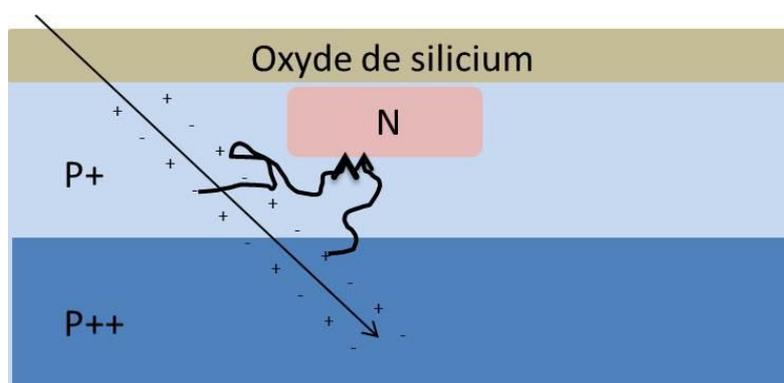


Figure 2-15 : Architecture d'un pixel actif utilisant la technologie CMOS

Le choix des capteurs CMOS comme moyen de trajectographie pour le proton de recul est motivé par ses nombreux avantages comparé aux détecteurs couramment utilisés. Une revue historique complète des capteurs CMOS et CCD est proposée par E. Fossum [74]. Ces caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2-4 :

Tableau 2-4 : Caractéristiques de différents capteurs de position pour la détection de particules

Caractéristiques	CMOS	CCD	Micro-pistes
Sensibilité aux photons	peu sensible	oui	oui
Epaisseurs	300 à 50 μm	$\sim 100 \mu m$	300 μm
Résolution spatiale	2 μm	$\sim 7 \mu m$	10 μm
Résistance aux radiations	++	+	+
Pixels actifs	Oui	Non	Non

Les capteurs CMOS utilisés dans le TPR-CMOS

Les capteurs CMOS ont pour la première fois été utilisés en physique des particules en 2001 pour la détection de particules au minimum d'ionisation par la collaboration STAR [75] [76]. Dans le domaine de la radioprotection et de la dosimétrie, les capteurs CMOS ont été mis à profit dans le développement de dosimètres neutron [77] [78] ou pour la détection de radon [79]. Les détecteurs décrits dans les références précédentes utilisent la génération MIMOSA 5 (*Minimum Ionizing CMOS Aps*) de capteurs CMOS. Ces capteurs, d'épaisseur environ égale à 300 μm , présentent une surface active de 0.75 cm^2 . La matrice de pixels est composée de 512 \times 512 pixels, chaque pixel ayant une dimension de 17 μm . Bénéficiant de ces retours d'expériences, les capteurs CMOS utilisés dans le TPR-CMOS sont basés sur les mêmes principes.



Figure 2-16 : Un des trois capteurs CMOS du TPR-CMOS inséré dans l'électronique d'acquisition associée (carte PCB)

Les capteurs CMOS utilisés sont des capteurs de type MIMOSTAR 3L - voir Figure 2-16. Les caractéristiques physiques des capteurs sont énumérées dans le Tableau 2-5.

Tableau 2-5 : Caractéristiques physiques des capteurs CMOS utilisés dans le TPR-CMOS

Caractéristiques	Valeur
Surface utile	1 cm^2
Dimension d'un pixel	$30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$
Dimension de la matrice	320×320 pixels
Résolution spatiale	$8.6 \mu\text{m}$
Epaisseur attendue	$50 \mu\text{m}$
Vitesse de lecture	20 MHz/ pixel

Ces caractéristiques ont été étudiées de manière à garantir un fonctionnement optimal du TPR-CMOS : la dimension des pixels a été fixée en regard des besoins en précision de la localisation des protons de recul qui n'excède pas la dizaine de micromètre. La justification de la taille des pixels sera présentée dans la suite de cette thèse. La fréquence de lecture des capteurs a été optimisée afin de garantir une fréquence de lecture d'un capteur CMOS en 5 ms .

L'épaisseur des capteurs a fait l'objet d'une attention particulière dans l'objectif de réduire les pertes d'énergie des protons de recul lors de leurs passages dans les capteurs CMOS. L'épaisseur des capteurs CMOS a été portée de $300 \mu\text{m}$ à $50 \mu\text{m}$ par un procédé d'amincissement du substrat, zone non sensible du capteur. Cet amincissement se fait en quatre étapes : renforcement de la fenêtre d'entrée, suppression du substrat et d'une partie de la zone épitaxiale par abrasion mécanique, dépôt d'une fine couche de SiO_2 pour restaurer la barrière électrostatique et enfin passivation avec du SiO_2 sur la nouvelle fenêtre d'entrée. A l'issue de ces étapes, le capteur CMOS final est constitué de : $5 \mu\text{m}$ de SiO_2 en face avant, $15 \mu\text{m}$ de zone épitaxiale (zone sensible) et de $35 \mu\text{m}$ de substrat environ.

Régulation de la température à l'intérieur du télescope

Les retours d'expérience durant ce travail de thèse ont montré une dérive du gain de la diode Si(Li) au cours du temps. Ce phénomène est directement imputable à une hausse de la température à l'intérieur du télescope pendant son fonctionnement (dégagement de chaleur dû à l'électronique du système). Afin de garantir une stabilité de la température à l'intérieur du TPR-CMOS, et donc une reproductibilité de l'étalonnage et des mesures neutrons, un dispositif de régulation de la température a été installé sur le détecteur. Ce dispositif comprend deux éléments : un système à effet Peltier qui sert à refroidir le TPR-CMOS et un ventilateur qui assure la circulation de l'air à l'intérieur du détecteur et permet donc une homogénéisation de la température en tout point de l'enceinte. Ce système permet de réguler la température au cours des mesures à environ $20 \pm 1^\circ\text{C}$.

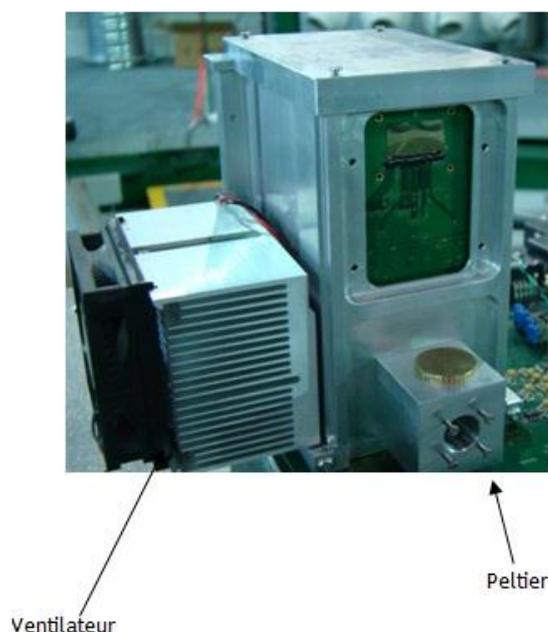


Figure 2-17 : Le système de régulation de température du TPR-CMOS composé d'un ventilateur et d'un système à effet Peltier

L'électronique d'acquisition du TPR-CMOS

Le dispositif comprend quatre cartes électroniques (PCB) comme le montre la Figure 2-18. Les trois capteurs CMOS sont insérés sur une carte CSM (*Carte Support Mimostar*) et la diode sur une carte CSD (*Carte Support Diode*). La carte CFP (*Carte Fond de Panier*) et enfin la carte VIRTEX (CVX) assure le transit des signaux numériques et logiques.

- Les cartes CSM contiennent les capteurs CMOS. L'électronique sert à véhiculer les signaux numériques et analogiques de sortie des capteurs. La carte est réversible de manière à pouvoir présenter une face ou l'autre du capteur durant une irradiation.
- La carte CSM contient un connecteur de type SMA pour la communication directe avec la diode Si(Li). Elle est en charge de fournir la haute tension pour la polarisation de la diode ainsi que les tensions de seuil pour la discrimination des événements. Un temps mort de l'ordre de 1 à 2 μs est observé lors de chaque déclenchement.
- La carte CFP constitue le cœur du système. Elle centralise les signaux de sortie renvoyés par les cartes CSM et CSD et les convertit en signaux numériques (40 MHz maximum). C'est également la carte CFP qui assure la communication avec la carte

CVX. Les trois connecteurs qui reçoivent les cartes PCB (*Printed Circuit Board*) ont été conçus pour avoir la plus petite distance possible entre les trois plans CMOS.

- La carte CVX est une carte du commerce développée par la société Xilinx [80]. Elle est équipée d'un composant programmable de type FPGA (VIRTEX4). Cette carte reçoit les informations provenant de la carte CFP et les envoie après traitement à un PC d'acquisition par liaison Ethernet.

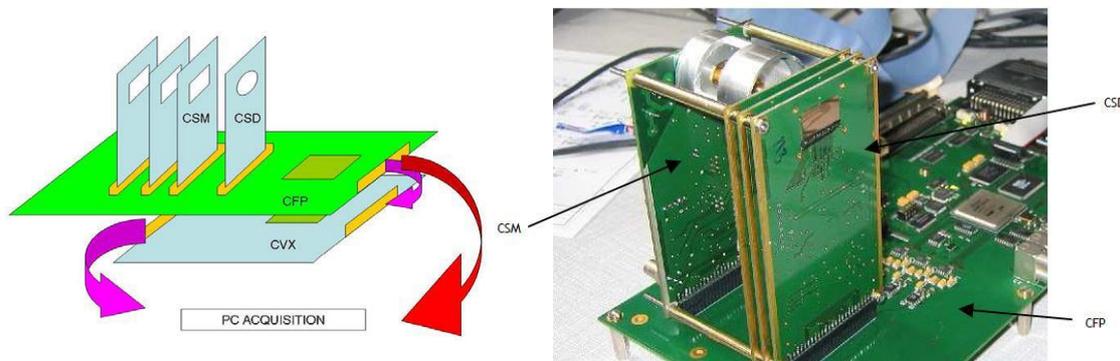


Figure 2-18 : Schéma du dispositif électronique (à gauche) et premier prototype du TPR-CMOS (à droite)

La géométrie du TPR-CMOS

Dans cette section, la géométrie du TPR-CMOS sera présentée. Le choix des distances ne sera pas justifié ici mais fera l'objet d'une étude spécifique dans la suite de la thèse. Pour des raisons de simplicité, des notations ont été introduites afin de désigner les grandeurs dans le TPR-CMOS - voir Figure 2-19. Ces notations seront utilisées tout au long du manuscrit.

Indexation des étages de détection

Les différents étages de détection sont indexés entre 0 et 4 :

- Le convertisseur est désigné par l'indice $i = 0$
- Les trois capteurs CMOS sont indexés entre $i = 1$ et $i = 3$. L'indice $i = 1$ correspondant au premier capteur CMOS, le plus proche du convertisseur et l'indice $i = 3$ au capteur placé devant la diode Si(Li)
- L'indice $i = 4$ correspond à la diode silicium

Mesure de l'angle d'émission du proton de recul

Par le biais des trois capteurs de positions, il est possible de mesurer l'angle que fait la trajectoire du proton de recul par rapport à la normale au convertisseur. L'utilisation de trois capteurs CMOS permet de mesurer trois angles : l'angle entre le capteur CMOS 1 et le capteur CMOS 2, noté θ_2 et l'angle entre le CMOS 2 et le CMOS 3, noté θ_3 . Il est également possible de définir l'angle entre le premier et le dernier capteur, cet angle est noté θ_{13} . En outre, l'angle d'émission initial du proton de recul est noté θ_0 et l'angle entre le convertisseur et le premier capteur, θ_1 .

Energie du proton de recul en entrée des capteurs CMOS

L'énergie du proton à l'entrée du plan i est notée E_i . Avec cette notation la mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul dans la diode E_d est notée E_4 . L'énergie initiale du proton E_p dans le convertisseur est quant à elle notée E_0 .

Épaisseurs et distances entre les étages de détection

De la même manière, les distances entre les plans $i - 1$ et le plan i sont notées d_i . Les épaisseurs des différents plans sont notées e_i .

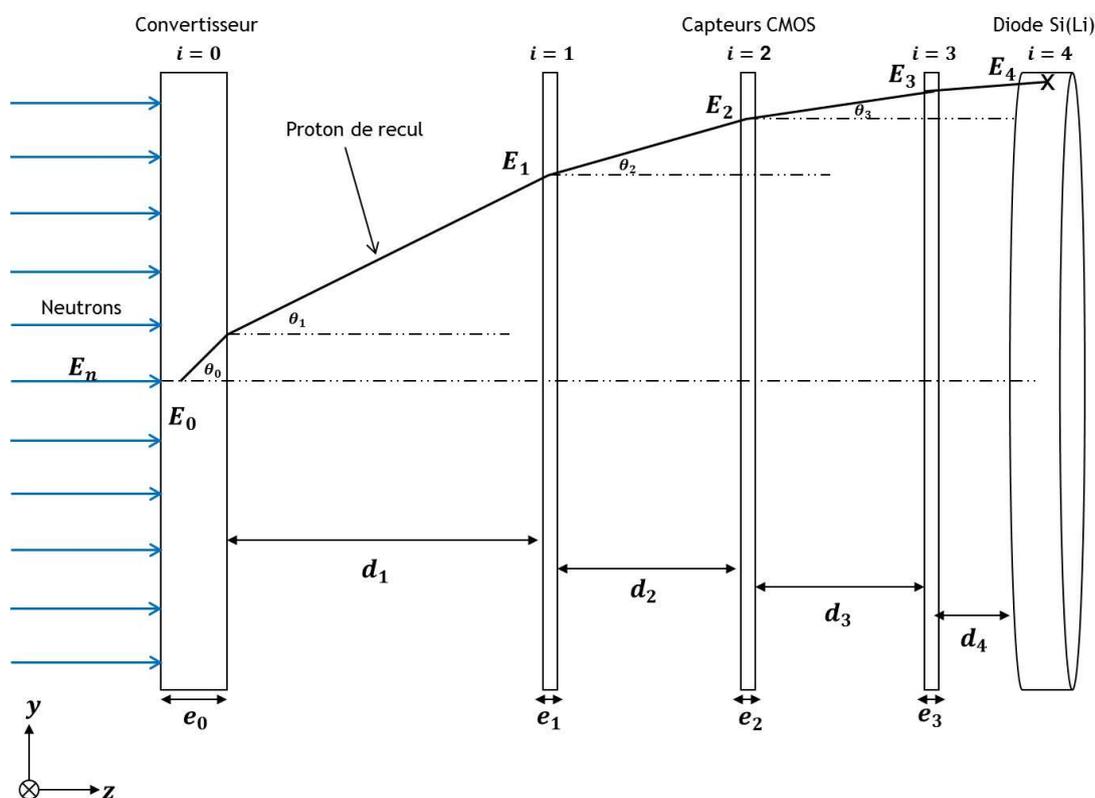


Figure 2-19 : Vue schématique de la géométrie du TPR-CMOS

Les valeurs des grandeurs définissant la géométrie du TPR-CMOS sont résumées dans le Tableau 2-6. Les valeurs mentionnées dans ce tableau représentent les valeurs attendues des grandeurs. Dans la suite du manuscrit une étude spécifique présentera les méthodes et moyens mis au point pour mesurer ces grandeurs et leurs incertitudes associées.

Tableau 2-6 : Valeurs des distances définissant la géométrie du TPR-CMOS, les valeurs sont indiquées en *mm*

Description	Notation	Valeur [<i>mm</i>]
Épaisseur du convertisseur	e_0	entre 0.05 et 1
Épaisseur des capteurs CMOS	e_1, e_2, e_3	0.05
Épaisseur de la diode Si(Li)	e_4	3
Distance Convertisseur - CMOS 1	d_1	3.4
Distance CMOS 1 - CMOS 2	d_2	6.1
Distance CMOS 2 - CMOS 3	d_3	6.1
Distance CMOS 3 - Diode Si(li)	d_4	4.6
Épaisseur de la feuille d'aluminium	e_{Al}	0.5

2.5 Méthode de mesure et d'estimation de l'énergie et de la fluence neutronique

L'objectif du TPR-CMOS étant la caractérisation de l'énergie et de la fluence neutronique, une procédure d'estimation de ces deux grandeurs a été mise en place au cours de la

thèse. L'estimation de l'énergie des champs neutroniques E_n fait appel à une méthode de reconstruction de l'énergie de proche en proche depuis la mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul dans la diode Si(Li) jusqu'à l'estimation de son énergie initiale au point d'interaction avec le neutron dans le convertisseur. Puisque la reconstruction se fait dans le sens diode \rightarrow convertisseur, la méthode est dite « *méthode inverse* ». L'estimation de la fluence se fait quant à elle par méthode directe grâce au nombre de traces détectées dans le télescope.

Puisque le télescope ne permet pas de mesurer directement les grandeurs d'intérêts E_n et Φ_E , des estimateurs de ces grandeurs sont mis en place afin de les estimer au mieux. Dans la suite du manuscrit, les notations permettant de distinguer valeur vraie et estimation seront adoptées : soit x la valeur vraie d'une grandeur physique (par exemple l'énergie du champ neutronique $x = E_n$), l'estimateur de cette grandeur sera noté \hat{x} . En reprenant l'exemple ci-dessus, il vient $\hat{x} = \hat{E}_n$. Les estimateurs ne sont pas des mesures certaines de la grandeur à mesurer, il s'agit d'un paramètre sujet à des incertitudes. Ces incertitudes sont liées au procédé utilisé pour obtenir cet estimateur. La partie relative à l'estimation des incertitudes sera traitée en fin de manuscrit.

Estimation de l'énergie du champ neutronique \hat{E}_n

La cinématique de la relation de diffusion élastique d'un neutron sur un proton du convertisseur permet d'obtenir la relation de base pour le calcul de l'estimateur de l'énergie du champ neutronique :

$$\hat{E}_n = \frac{\hat{E}_p}{\cos^2 \hat{\theta}} \quad 2-6$$

Dès lors, la mesure de l'énergie neutron est corrélée à l'estimation de l'énergie initiale du proton de recul au point de création $\hat{E}_p = \hat{E}_0$ et de son angle de diffusion $\hat{\theta} = \hat{\theta}_0$.

Estimation de l'angle d'émission du proton de recul $\hat{\theta}_0$

Comme il a été mentionné dans la section précédente, le télescope permet de mesurer trois estimateurs de l'angle d'émission : $\hat{\theta}_0 = \theta_1$ ou θ_2 ou θ_3 . La mesure de ces angles peut se faire directement en analysant les impacts laissés par le proton de recul lors de la traversée des capteurs CMOS. L'angle que fait la trajectoire du proton de recul entre deux capteurs CMOS et la normale au convertisseur est donné par la relation suivante :

$$\theta_i = \text{acos} \frac{d_i}{\sqrt{(X_i - X_{i-1})^2 + (Y_i - Y_{i-1})^2 + d_i^2}} \quad 2-7$$

avec (X_i, Y_i) les coordonnées du proton de recul dans le capteur CMOS numéro i et d_i la distance inter-plan définie dans la section 2.5.

En posant $\Delta X_i = (X_i - X_{i-1})$, $\Delta Y_i = (Y_i - Y_{i-1})$ et $\Delta_i^2 = \Delta X_i^2 + \Delta Y_i^2$, la relation 2-7 devient :

$$\theta_i = \text{acos} \frac{d_i}{\sqrt{\Delta_i^2 + d_i^2}} \quad 2-8$$

La question de savoir quel est le meilleur estimateur pour l'angle θ ne sera pas discutée ici, ni la méthode d'obtention des coordonnées (X_i, Y_i) du proton de recul dans chaque capteur. Ces points seront traités dans un chapitre dédié aux simulations du détecteur. L'effet des diffusions multiples sur la précision de l'estimateur a volontairement été

écarté de la définition ci-dessus. Cet effet sera étudié par simulation dans le chapitre de thèse suivant. Les diffusions multiples seront également incluses dans le traitement des incertitudes de mesure.

Reconstruction de l'énergie du proton de recul \hat{E}_0

La méthode inverse d'estimation et de reconstruction de \hat{E}_0 se fait en deux étapes : tout d'abord l'énergie résiduelle du proton de recul est mesurée dans la diode Si(Li) \hat{E}_4 puis les pertes d'énergie du proton dans les étages du détecteur $\hat{\Delta E}_i$ (capteurs CMOS et convertisseur) sont calculées puis ajoutée à E_4 . La formule suivante fournit l'estimation de l'énergie du proton de recul :

$$\hat{E}_0 = \hat{E}_4 + \sum_{i=0}^3 \hat{\Delta E}_i \quad 2-9$$

Le calcul des pertes d'énergie dans chaque plan est estimé en fonction des pertes d'énergie linéique p_i de la manière suivante :

$$\hat{\Delta E}_i = \frac{p_i(E_{i+1}) \cdot \hat{e}_i}{\cos \hat{\theta}_0} \quad 2-10$$

D'après la formule 2-10, les pertes d'énergie dans le plan i dépendent des pertes d'énergies linéiques du proton de recul $p_i(E_{i+1})$, ainsi que de l'épaisseur de matière traversée. Cette épaisseur dépend elle-même de l'épaisseur physique du plan i , notée \hat{e}_i , et de l'angle d'émission du proton de recul $\hat{\theta}_0$.

De la même manière que pour l'estimation de l'angle d'émission, les valeurs des estimateurs \hat{e}_i ne seront pas détaillées dans cette section, ni le calcul des pertes d'énergie linéiques du proton de recul. Ces deux points seront détaillés lors de la présentation du code de calcul mis au point pour l'analyse et la reconstruction des données expérimentales.

Finalement, l'estimateur \hat{E}_n de l'énergie du champ neutronique est donné par la relation :

$$\hat{E}_n = \frac{\cos \hat{\theta}_0 \cdot \hat{E}_4 + \sum_{i=0}^3 p_i(E_{i+1}) \cdot \hat{e}_i}{\cos^3 \hat{\theta}_0} \quad 2-11$$

Estimation de la fluence du champ neutronique $\hat{\Phi}_E$

La relation 2-1 permet de relier la mesure du nombre de coups détectés dans le télescope M à la fluence neutronique $\hat{\Phi}_E$:

$$\hat{\Phi}_E = \frac{M}{\hat{R}_\Phi} \cdot \hat{K} = \frac{M}{\hat{\varepsilon} \cdot \hat{A}} \cdot \hat{K}$$

Outre le paramètre M , il apparaît dans la formule le paramètre K qui prend en compte certains effets correctifs à apporter à la mesure de fluence, effets dus entre autres :

- au temps mort de l'électronique d'acquisition

- à l'atténuation du champ neutronique entre la cible de l'accélérateur et le convertisseur
- à l'inefficacité de détection des éléments du télescope (diode Si(Li) et capteurs de position CMOS)
- à l'effet des diffusions multiples sur l'ouverture angulaire effective du télescope
- à la discrimination entre les bons événements associés à des protons de recul et le bruit de mesure
- ...

Une liste exhaustive de ces facteurs correctifs a été dressée lors de la caractérisation du TPR du PTB [63]. L'application au cas du TPR-CMOS sera discutée lors de l'analyse des données expérimentales.

La seconde grandeur à estimer est la réponse en fluence du détecteur \hat{R}_ϕ qui dépend de l'efficacité de détection du détecteur $\hat{\epsilon}$ et de sa section d'entrée \hat{A} . La réponse en fluence peut être estimée par le biais de deux méthodes distinctes : de manière analytique ou par simulation Monte-Carlo en utilisant un code de transport de particules. La première méthode est exposée dans le paragraphe suivant.

Estimation de la réponse \hat{R}_ϕ par calcul analytique

Le nombre M de protons de recul collectés dans l'instrument est donné par la relation :

$$M = \iiint_V \frac{1}{K} \cdot \hat{\Phi}_E \cdot N_H \cdot \sigma_E \cdot dV \quad 2-12$$

avec dV le volume de conversion et σ_E la section efficace totale de diffusion élastique. Dans le cas du TPR-CMOS le volume de conversion correspond au volume de convertisseur. En considérant que le flux ne varie pas sur l'épaisseur de convertisseur (l'atténuation du flux par le convertisseur est négligée), l'intégrale triple se simplifie en intégrale surfacique correspondant à la surface de convertisseur ; cette surface est la section d'entrée du détecteur, et vaut $A = 4ab$ avec a et b la demi-longueur et demi-largeur du convertisseur. La relation 2-12 devient alors :

$$M = \frac{1}{K} \cdot \hat{\Phi}_E \cdot N_H \int_{-a}^a \int_{-b}^b \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot z_{conv} \cdot dxdy \quad 2-13$$

avec z_{conv} l'épaisseur utile de convertisseur traversée par le neutron incident, comprise entre 0 et e_0 , l'épaisseur physique du convertisseur. De plus, l'hypothèse posée ici consiste à considérer la variation en fluence négligeable sur la section d'entrée du convertisseur (cette hypothèse est vérifiée dans le cas du TPR-CMOS compte tenu de la taille de l'instrument et de la distance minimale par rapport à la cible).

La densité volumique d'atomes d'hydrogène dans le convertisseur N_H est donnée par :

$$N_H = M_H \cdot N_A \cdot \rho_{CH_2}$$

avec M_H la fraction massique d'atomes d'hydrogène contenue dans le convertisseur, N_A le nombre d'Avogadro et ρ_{CH_2} la masse volumique du convertisseur.

Compte tenu de l'angle solide de détection et des phénomènes de diffusions multiples, chaque neutron interagissant dans le convertisseur ne conduira pas à la détection d'un

proton de recul dans le télescope. Il existe par conséquent un volume utile de convertisseur dans lequel les protons créés sont susceptibles d'être détectés par le système. Par l'utilisation d'un code de simulation Monte Carlo et en connaissant la géométrie du détecteur, il est possible d'évaluer ce volume utile. De ce fait, la relation 2-13 fait apparaître le paramètre z_{conv} . Il ne s'agit pas de l'épaisseur physique du convertisseur mais bien d'une épaisseur utile vue par le neutron incident. En effet, l'épaisseur utile de convertisseur en fonction de la position de création du proton de recul n'est pas uniforme. Cette épaisseur est plus faible sur les bords du convertisseur qu'au centre. Il existe une dépendance du paramètre z_{conv} en fonction du lieu d'interaction du neutron dans le convertisseur (x, y) . Cette dépendance est prise en compte par le biais d'un facteur de forme sans dimension f compris entre 0 et 1 qui indique si l'épaisseur utile de convertisseur est plus ou moins grande - Figure 2-20. Le paramètre z_{conv} vaut alors $z_{conv}(x, y) = e_0 \cdot f(x, y)$ où e_0 est l'épaisseur physique du convertisseur. La relation 2-13 devient :

$$M = \frac{1}{K} \cdot \hat{\Phi}_E \cdot N_H \cdot e_0 \cdot \int_{-a}^a \int_{-b}^b \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot f(x, y) \cdot dx dy \quad 2-14$$

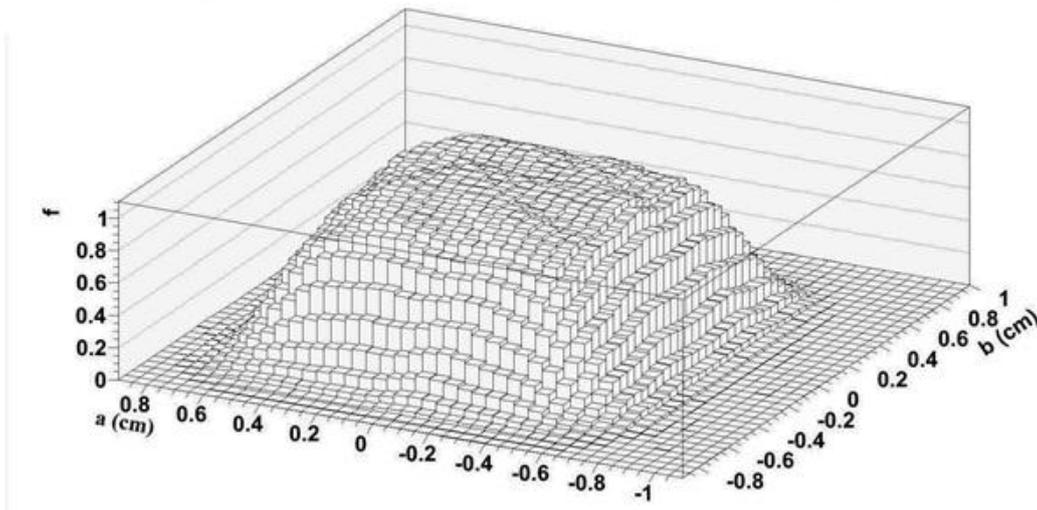


Figure 2-20 : Facteur de forme f en fonction de la position de l'interaction $n - p$ (simulation MCNPX)

La grandeur $d\sigma/d\Omega$ correspond à la section efficace différentielle de diffusion élastique d'un neutron sur un proton dans l'angle solide Ω . L'angle solide Ω est la portion d'espace où un proton de recul émis à la position (x, y) est susceptible d'être détecté. Cet angle solide correspond à la portion d'espace sous-tendue par la surface du CMOS 3 (S_{CMOS}) en un point du convertisseur à la position (x, y) ; cette surface vaut $S_{CMOS} = 4wh$, avec w et h la demi-longueur et demi-largeur du CMOS 3.

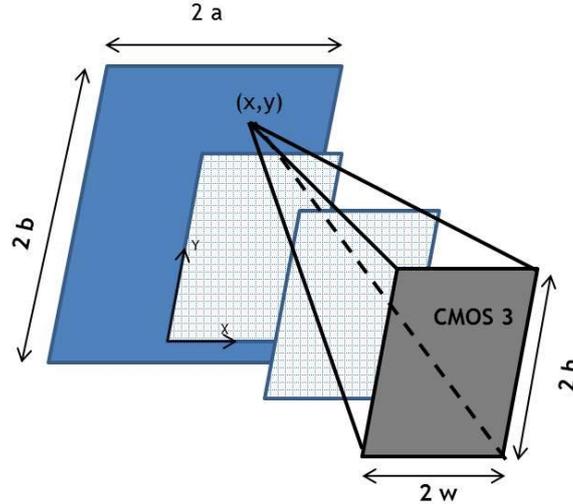


Figure 2-21 : Angle solide de détection d'un proton de recul émis à la position (x, y) dans le convertisseur

Le calcul de $d\sigma/d\Omega$ nécessite donc le calcul de l'angle solide Ω . Cela revient à calculer l'angle solide sous-tendu par un rectangle en un point de l'espace. Dans le cas du TPR-CMOS, le rectangle correspond au capteur CMOS 3 et le point de l'espace est la position d'interaction du neutron (x, y) . Le calcul de cet angle solide a été proposé par H. Gotoh et al. [81] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(x, y) = d \cdot \int_{-w}^w \int_{-h}^h \frac{\sigma(E_n, \theta)}{((\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} d\alpha d\beta \quad 2-15$$

avec $\sigma(E_n, \theta)$ la section efficace différentielle de diffusion $n - p$, c'est-à-dire la probabilité qu'un proton soit émis avec un angle θ , $d = d_1 + d_2 + d_3$ la distance entre le convertisseur et le CMOS 3. Les paramètres α et β correspondent au point d'impact du proton de recul dans le CMOS 3. La section efficace $\sigma(E_n, \theta)$ peut également s'exprimer en fonction de (x, y, α, β) puisque :

$$\theta = \arccos\left(\frac{d}{\sqrt{(x - \alpha)^2 + (y - \beta)^2 + d^2}}\right) \quad 2-16$$

Finalement la relation 2-14 devient :

$$M = \frac{1}{K} \cdot \hat{\Phi}_E \cdot N_H \cdot e_0 \cdot d \cdot \int_{-a}^a \int_{-b}^b f(x, y) \cdot \int_{-w}^w \int_{-h}^h \frac{\sigma(E, \theta)}{((\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} d\alpha d\beta dx dy \quad 2-17$$

La relation 2-17 permet d'isoler l'estimateur de la fluence neutronique $\hat{\Phi}_E$:

$$\hat{\Phi}_E = \frac{M \cdot K}{N_H \cdot e_0 \cdot d \cdot \int_{-a}^a \int_{-b}^b f(x, y) \cdot \int_{-w}^w \int_{-h}^h \frac{\sigma(E, \theta)}{((\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} d\alpha d\beta dx dy} \quad 2-18$$

La relation 2-18 est valide dans le cas d'un champ neutronique mono-énergétique. Le passage à un champ étendu implique une intégration sur le domaine en énergie.

L'application numérique de cette formule sera réalisée et comparée aux résultats fournis par simulation Monte Carlo dans le prochain chapitre de ce mémoire.

Estimation de la réponse \hat{R}_ϕ par simulation Monte-Carlo

Une deuxième possibilité d'estimation de \hat{R}_ϕ est l'utilisation d'un code de transport de particules pour simuler le fonctionnement du détecteur et en estimer les performances. Cette possibilité sera détaillée dans le prochain chapitre du manuscrit lors de l'estimation des performances du détecteur.

3 Simulation du fonctionnement du TPR-CMOS

3.1	Les codes de simulation Monte Carlo en physique nucléaire	81
3.1.1	Le code de transport MCNPX	81
3.2	Choix de la géométrie du détecteur	82
3.2.1	Rôle de la feuille en aluminium	82
3.2.2	Validation de la géométrie du télescope	83
	Etude de la distance entre les capteurs CMOS	83
	Influence sur l'ouverture angulaire du télescope	84
	Influence sur l'efficacité de détection du télescope	84
	Influence sur la distribution en énergie des protons dans la diode Si(Li)	85
	Influence sur la reconstruction de l'énergie des neutrons incidents	85
	Etude des diffusions multiples dans le télescope	86
	Quantification des diffusions multiples dans le télescope	86
	Influence sur la pixellisation des capteurs CMOS	88
3.3	Génération de pollutions par les éléments du TPR-CMOS	89
3.3.1	Simulation d'une géométrie réaliste du TPR-CMOS	89
3.3.2	Les différentes réactions parasites	90
3.3.3	Origine des protons mesurés dans la diode Si(Li)	90
3.4	Les performances du TPR-CMOS	92
3.4.1	Estimation des performances de la reconstruction de l'énergie des champs neutroniques par le TPR-CMOS	92
	La méthode d'estimation	92
	Simulation du fonctionnement du TPR-CMOS : utilisation du fichier PTRAC	92
	Le programme d'analyse pour la reconstruction de l'énergie	93
	Les performances de la reconstruction	93
	Estimation de l'angle d'émission	93
	Estimation de l'énergie du proton de recul au cours du parcours dans le TPR- CMOS	94
	Estimation du lieu de création du proton de recul dans le convertisseur	96
	Estimation de l'énergie des neutrons incidents	97
3.4.2	Estimation de la réponse en fluence du TPR-CMOS	97
	Estimation de la réponse en fluence par simulation MCNPX	98
	Validation par la méthode analytique	99
	Comparaison par rapport aux télescopes existants	100

Le chapitre 3 de cette thèse est dédié aux études du TPR-CMOS réalisées par simulation Monte Carlo. Ces études ont trois objectifs principaux : d'une part, la justification des choix qui ont été faits lors du développement de l'instrument, d'autre part l'étude de la génération de pollutions par les éléments du télescope et enfin la détermination des performances attendues en termes de reconstruction de l'énergie et de la fluence neutronique.

3.1 Les codes de simulation Monte Carlo en physique nucléaire

Les codes de simulation Monte Carlo sont utilisés dans des domaines très divers, que ce soit dans le domaine des jeux de hasard, ou pour la résolution d'intégrales complexes. En physique des particules et plus particulièrement en physique nucléaire, l'utilisation de méthode Monte Carlo est le plus souvent un préalable aux mesures physiques. En effet, les méthodes Monte Carlo sont particulièrement pertinentes si la physique des phénomènes est probabiliste. Ces méthodes permettent notamment de simuler le fonctionnement d'un détecteur ou de prédire le transport de particules dans la matière.

Si la théorie des méthodes Monte Carlo [82] ne sera pas détaillée dans ce travail de thèse, les principes de bases seront néanmoins exposés dans cette section. En physique nucléaire, la méthode Monte Carlo est une simulation probabiliste où les phénomènes physiques sont tirés aléatoirement suivant une loi de distribution adéquate. Le tirage aléatoire successif des paramètres physiques permet de retracer le parcours (l'histoire) d'une particule dans la matière, d'où l'appellation « code de transport de particules ». La multiplication du nombre d'histoires permet de retranscrire, de manière statistique, les phénomènes physiques étudiés ou le comportement d'un détecteur. La connaissance des lois de distribution des paramètres physiques apparaît comme une condition sine qua none au transport des particules. La précision des simulations dépend du nombre de tirages aléatoires N réalisés suivant une loi de Poisson d'écart type $\sigma = \sqrt{N}$ (la loi de Poisson est particulièrement adaptée pour les phénomènes de comptage où la statistique est élevée mais la probabilité d'une réalisation est faible). Il existe de nombreux codes de transport de particules en physique nucléaire, parmi lesquels *MCNPX* [83], *GEANT4* [84] ou *FLUKA* [85]. Dans ce travail, et compte tenu de ses bonnes performances pour le transport des neutrons, le code *MCNPX* version 2.6f et 2.7 (pour le transport des ions lourds) a été utilisé pour toutes les simulations du détecteur présentées.

3.1.1 Le code de transport MCNPX

Le code MCNP (*Monte Carlo N-Particles eXtended*) est développé par le LANL (*Los Alamos National Laboratory*) depuis 1995 puis étendu en 2000 (*MCNPX, eXtended*). Il s'agit d'un code de transport de particules généraliste permettant de simuler un grand nombre de particules (neutrons, électrons, photons, particules chargées ...). La gamme en énergie des particules simulées est très étendue de 10^{-11} à 20 MeV pour les neutrons et de 1 keV à 100 GeV pour les photons. En entrée du programme, l'utilisateur saisit différentes informations nécessaires à la simulation :

- la géométrie de la simulation
- la description des matériaux composant le système et la sélection des bases de données nucléaires adéquates
- la localisation et les caractéristiques de la source de particules (neutrons, photons, électrons etc.)
- les paramètres de sortie désirés

Les sections efficaces de réactions nucléaires sont prises en priorité dans la base de données ENDF (*Evaluated Nuclear Data File*) [9]. Ces informations sont regroupées dans un fichier nommé XSDIR. Le code de transport MCNPX permet en outre de spécifier un grand nombre de sources de particules différentes, que ce soit en terme de types de particules, de probabilité de distribution, ou de direction. Enfin le code permet de fournir en sortie différents résultats regroupés en « *tally* », ils sont au nombre de sept :

– tally F1 : nombre de particules traversant une surface	[particules]
– tally F2 : flux à travers une surface	[particules/cm ²]
– tally F4 : libre parcours moyen dans une cellule	[particules/cm ²]
– tally F5 : flux en un point de l'espace ou sur un anneau	[particules/cm ²]
– tally F6 : dépôt d'énergie dans une cellule	[MeV/g]
– tally F7 : dépôt d'énergie dans une cellule due à une fission	[MeV/g]
– tally F8 : distribution en énergie déposée dans une cellule	[pulses]

En outre, MCNPX permet la génération d'un autre fichier de sortie nommé PTRAC (*Particle TRACKing*) qui résume la totalité des informations des « histoires », à savoir : la position de la particule au cours de son parcours, sa direction, son énergie après chaque interaction etc. Ce fichier sera particulièrement utilisé lors de la simulation du fonctionnement du TPR-CMOS

Le code MCNPX traite de manière complexe les diffusions angulaires et le *straggling* en énergie, à partir des théories de Landau [21] pour le *straggling* en énergie et de Goudsmit-Saunderson [86] pour la déflexion angulaire des électrons. Finalement, les travaux de S. Seltzer sont utilisés pour la détermination de ces deux effets à travers le code ETRAN [87] [88].

3.2 Choix de la géométrie du détecteur

Dans cette section, les simulations du télescope qui ont permis la justification et/ou la validation de la géométrie du détecteur actuel seront exposées. Ces choix portent sur deux aspects de l'instrument : le rôle joué par la feuille d'aluminium placée en face avant du télescope et la géométrie du TPR-CMOS. Ce dernier point est étudié à travers l'évaluation des distances entre les différents étages de détection ainsi qu'à travers l'influence des diffusions multiples sur la taille des pixels des capteurs de positions.

3.2.1 Rôle de la feuille en aluminium

L'objectif premier de la feuille en aluminium est d'isoler le télescope de la lumière, son rôle est également de stopper les protons (ou autres particules chargées) créés entre la cible de l'accélérateur et le télescope. Le choix de l'aluminium a été fait en raison de son faible coût et de sa faible section efficace de réaction avec les neutrons rapides. Néanmoins, et ce dans un souci d'analyse des bénéfices par rapport aux risques, une simulation MCNPX a été réalisée afin de quantifier le taux de création de protons dans la feuille en aluminium via la réaction $Al(n,p)$. La Figure 3-1a présente la variation du taux de création de protons $\eta = N_p/N_n$ dans l'aluminium en fonction de l'énergie des neutrons et de l'épaisseur de matière traversée. Il apparaît que le taux de création de protons reste très faible (toujours inférieur à $2 \cdot 10^{-5}$). Ce taux diminue avec l'énergie des neutrons pour devenir quasiment négligeable au-delà de 15 MeV . De plus, l'augmentation de l'épaisseur d'aluminium n'a d'effet que pour des épaisseurs inférieures à $100 \mu\text{m}$. Au-delà, le phénomène d'équilibre protonique apparaît : le taux de création de protons est plus faible que le taux d'absorption à l'intérieur de la feuille d'aluminium. Ce phénomène est dû au fait que les protons créés au début de la feuille d'aluminium ne sont pas assez

énergétiques pour la traverser. En effet, l'énergie moyenne des protons créés pour un faisceau de neutrons de 14 MeV est de 2.5 MeV.

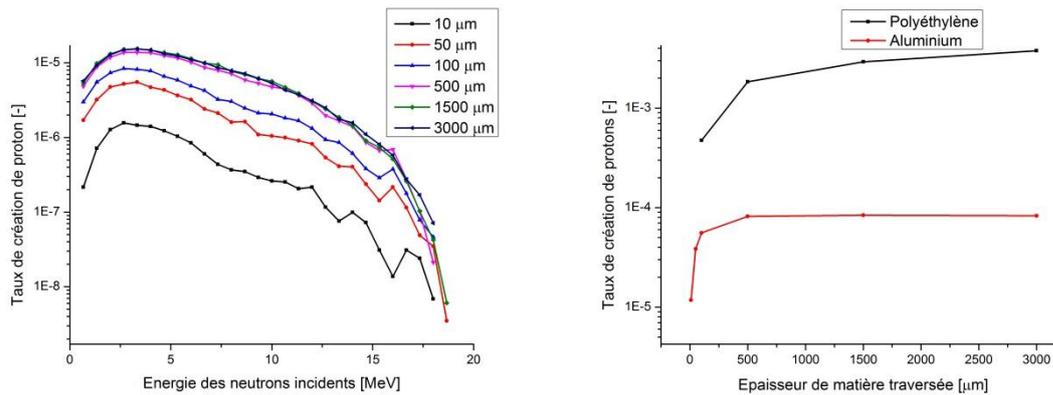


Figure 3-1 : Simulations MCNPX a) Taux de création de protons via la réaction $Al(n,p)$ en fonction de l'épaisseur de la feuille d'aluminium et de l'énergie des neutrons incidents, b) comparaison du taux de création de protons dans l'aluminium versus le polyéthylène pour un faisceau de neutrons de 14 MeV.

La Figure 3-1b compare le taux de création de proton dans l'aluminium et dans le polyéthylène en fonction de l'épaisseur de matière, ceci pour un faisceau de neutrons de 14 MeV. Le taux de création est entre dix et cinquante fois supérieur dans le convertisseur. Ceci s'explique par des raisons multiples. La première est que la section efficace de création de protons est plus faible dans l'aluminium, notamment parce que la seule voie de réaction pour l'aluminium est une réaction nucléaire alors que deux voies sont possibles dans le polyéthylène (nucléaire et collision élastique). La seconde raison est liée au fait que les pertes d'énergie des protons sont plus faibles dans le polyéthylène que dans l'aluminium (en raison de sa densité plus faible). L'équilibre protonique intervient donc plus tardivement dans le cas du polyéthylène.

De cette étude, il apparaît finalement que la feuille d'aluminium en entrée du télescope n'est pas un élément perturbateur pour les mesures dans le détecteur. La très faible proportion de protons créée par l'aluminium comparée à celle dans le polyéthylène justifie son emploi. De plus, les quelques protons parvenant à s'échapper de l'aluminium seront de toute façon arrêtés dans les étages de détection du télescope. Ils ne pourront donc pas contribuer aux événements en coïncidence enregistrés durant une irradiation.

3.2.2 Validation de la géométrie du télescope

Etude de la distance entre les capteurs CMOS

L'influence de la distance entre les capteurs CMOS est évaluée à l'aide d'une simulation MCNPX au travers de trois géométries différentes permettant de tester l'impact de la distance entre les capteurs CMOS (Cf. Tableau 3-1). Ces trois géométries, toutes choses étant égales par ailleurs, permettent d'évaluer l'impact de la distance inter-plan sur différents aspects du télescope : l'ouverture angulaire du télescope, la distribution en énergie des protons mesurées dans la diode, la reconstruction de l'énergie des neutrons et enfin l'efficacité de détection du télescope. Les simulations présentées ont été réalisées à l'aide d'un faisceau de neutrons de 14 MeV.

Tableau 3-1 : Différentes géométries testées par simulations MCNPX avec un faisceau de neutrons de 14 MeV, les distances sont indiquées en mm

Description	Symbole	Géométrie 1	Géométrie 2	Géométrie 3
Epaisseur du convertisseur	e_0	0.5	0.5	0.5
Epaisseur des capteurs CMOS	e_1, e_2, e_3	0.05	0.05	0.05
Epaisseur de la diode Si(Li)	e_4	3	3	3
Distance Convertisseur - CMOS 1	d_1	3.4	3.4	3.4
Distance CMOS 1 - CMOS 2	d_2	4	6	8
Distance CMOS 2 - CMOS 3	d_3	4	6	8
Distance CMOS 3 - Diode Si(li)	d_4	4.6	4.6	4.6

Influence sur l'ouverture angulaire du télescope

D'après la Figure 3-2, il apparaît que l'éloignement des capteurs CMOS diminue l'ouverture angulaire du télescope. Dans le cas de la géométrie 3, 95 % des événements ont un angle d'émission inférieur à 28° , alors que dans le cas de la géométrie 2, 95 % des événements sont regroupés dans l'intervalle $[0, 40^\circ]$. Une distance de 4 mm (géométrie 1) permet quant à elle la détection de protons émis avec un angle pouvant aller jusqu'à 50° .

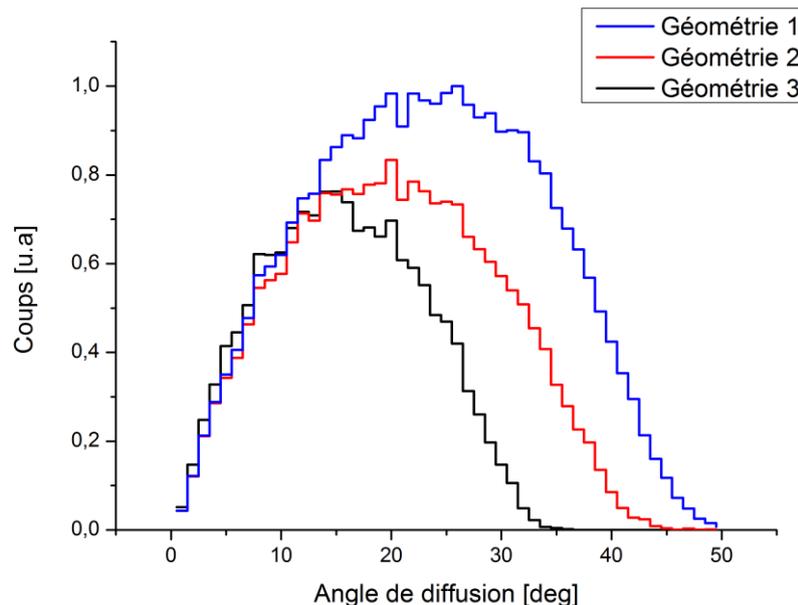


Figure 3-2 : Ouverture angulaire du TPR-CMOS pour trois distances inter-capteur : 4 mm (Géométrie 1), 6 mm (Géométrie 2), 8 mm (Géométrie 3)

Conformément aux prédictions, l'ouverture angulaire est d'autant plus grande que l'espace entre les capteurs est petit. Cet aspect favorise la mise en place d'un télescope de petite dimension afin d'avoir l'ouverture angulaire la plus grande possible.

Influence sur l'efficacité de détection du télescope

Puisque l'efficacité de détection est directement liée à l'angle solide de détection (et donc à l'ouverture angulaire), la modification de la distance entre les capteurs influe sur l'efficacité de détection. La diminution de la distance inter-capteur de 8 à 4 mm permet un doublement de l'efficacité de détection. Ce point présente un avantage considérable par rapport aux télescopes existants puisqu'il confère au TPR-CMOS un gain de temps non négligeable lors d'une mesure. Néanmoins comme il a été mentionné dans la section 2.1.3,

l'augmentation de l'efficacité de détection s'accompagne d'une perte de résolution concernant la mesure de l'énergie.

Influence sur la distribution en énergie des protons dans la diode Si(Li)

Le fait de diminuer l'espace entre les capteurs CMOS augmente la queue « avant » de distribution des énergies accessibles dans la diode. En effet, si la gamme des énergies reste identique (de 1 à 13 MeV), 25 % des coups ont des énergies inférieures à 7 MeV dans la géométrie 3 alors que dans la géométrie 2, 25 % des événements sont en dessous de 10 MeV ; pour la géométrie 1 ce seuil de 25% vaut environ 8 MeV. Afin de minimiser les coups à faible énergie, un espace inter-capteur plus grand semble être à favoriser.

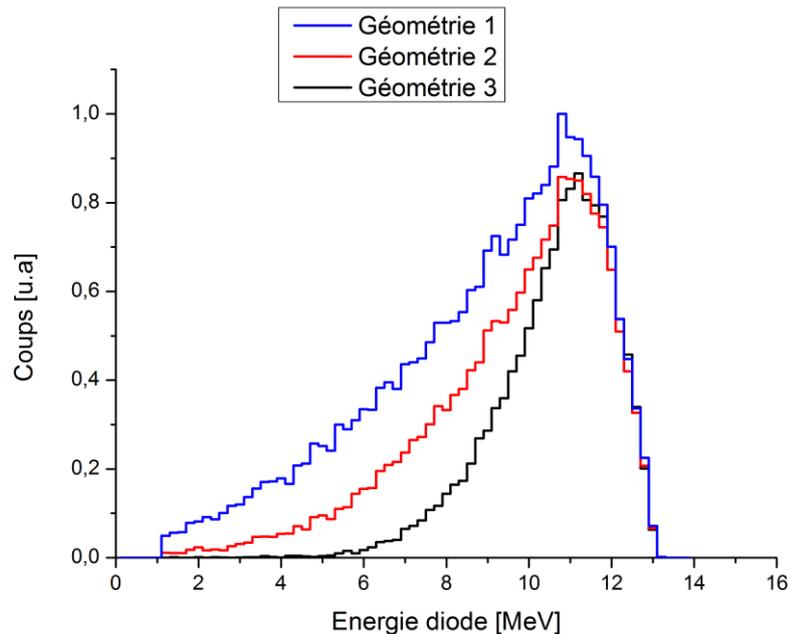


Figure 3-3 : Distribution en énergie des protons de recul dans la diode Si(Li) du TPR-CMOS pour trois distances inter-capteur : 4 mm (Géométrie 1), 6 mm (Géométrie 2), 8 mm (Géométrie 3)

Ce phénomène a un double impact sur les performances du détecteur. Tout d'abord, la présence de protons de basses énergies introduit une difficulté supplémentaire lors de la discrimination des protons de recul par rapport aux événements parasites eux-mêmes situés à basse énergie. Par ailleurs, le fait que la reconstruction en énergie de ce type de proton de recul soit plus complexe implique une résolution sur l'estimation de l'énergie du champ neutronique plus faible.

Influence sur la reconstruction de l'énergie des neutrons incidents

La distribution en énergie des neutrons (Cf. Figure 3-4) n'est pas grandement modifiée par le changement de géométrie, seule la résolution de la mesure est affectée. La meilleure résolution est obtenue pour la géométrie 3, c'est-à-dire pour l'espace inter capteur le plus grand. Une telle configuration permet d'obtenir une résolution de moins de 5 % alors que les deux autres configurations ne permettent que d'obtenir des résolutions allant de 6 à 7 % environ. La perte en résolution s'explique par l'ouverture angulaire plus grande. En effet, un proton de recul émis avec un angle d'émission plus important a une énergie faible. Il est donc davantage sujet aux diffusions multiples. La reconstruction de l'angle d'émission est également moins bonne et par conséquent la détermination de l'énergie aussi.

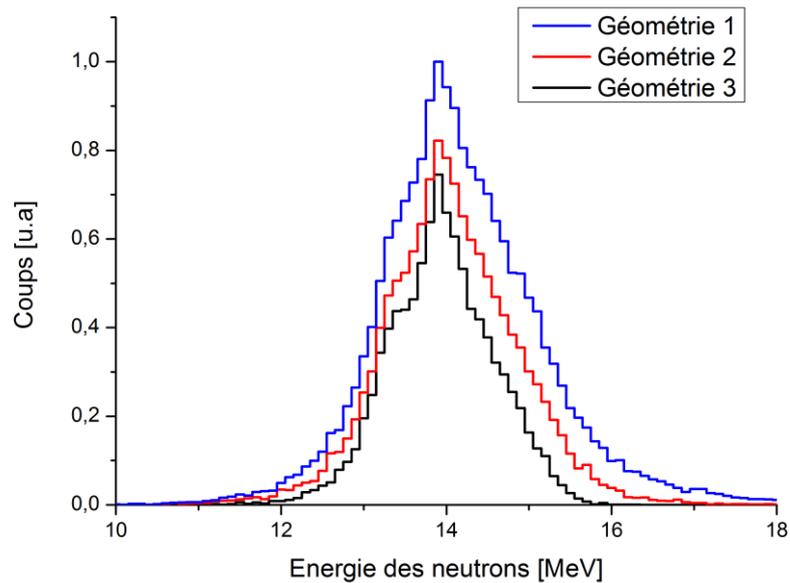


Figure 3-4 : Résolution de l'estimation d'un champ neutronique de 14 MeV en fonction de la géométrie du TPR-CMOS estimé par simulation MCNPX

Au vu de cette étude, un compromis entre efficacité de détection et reconstruction de l'énergie des neutrons doit être trouvé. Pour cette raison, la géométrie actuelle du TPR-CMOS considère un espace entre les capteurs CMOS de 6.1 mm ; cette limite constitue de plus une limite technologique en termes de connecteur. Cette valeur intermédiaire permet d'augmenter l'ouverture angulaire du TPR-CMOS par rapport aux télescopes existants tout en assurant une résolution de la reconstruction de l'énergie neutron de l'ordre de 5 %.

Etude des diffusions multiples dans le télescope

Le phénomène de diffusions multiples (Cf. section 1.2.3 p 35) constitue un effet limitant à la performance de la trajectographie du proton de recul. Lorsqu'un proton traverse la matière (ici le convertisseur et les capteurs CMOS), sa trajectoire est déviée du fait des collisions multiples qu'il subit à l'intérieur des matériaux. La théorie des diffusions n'est pas reprise dans cette section mais une simulation TRIM [17] est proposée afin de quantifier le phénomène et d'évaluer son impact sur la résolution du détecteur en termes de trajectographie. En particulier, une réflexion sur la pixellisation des capteurs CMOS est proposée afin de déterminer la taille optimale des pixels compte tenu des diffusions multiples.

Quantification des diffusions multiples dans le télescope

La déviation angulaire du proton de recul dans les capteurs CMOS varie en fonction de l'énergie du proton (relation 1-22). La Figure 3-5 présente la distribution des déviations angulaires d'après les travaux de G. Amsel et al. [26]. Les diffusions du proton dans les couches de silicium peuvent varier de moins de 1° à plus de 3° dans le cas d'un proton de 5 MeV. Cette diffusion angulaire se traduit également par une déviation latérale $l = d_i \cdot \tan \Delta\theta$ avec d_i la distance entre deux capteurs CMOS et $\Delta\theta$ la déviation angulaire. La déviation angulaire a pour effet de diminuer la résolution de la localisation du proton de recul dans les capteurs CMOS.

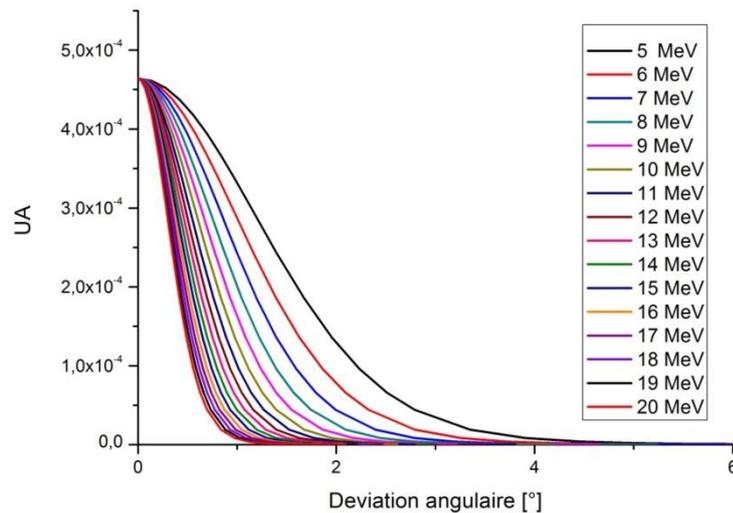


Figure 3-5 : Déviation angulaire d'un proton dans 50 μm de silicium en fonction de son énergie, d'après G. Amsel et al.

La Figure 3-6 représente la déviation latérale d'un proton dans 50 μm de silicium en fonction de son énergie. Les protons les moins énergétiques (inférieur à 7 MeV) subissent une déviation latérale d'un CMOS à l'autre de plus de 100 μm . Cet effet est non négligeable lors de la localisation du proton de recul dans les capteurs CMOS.

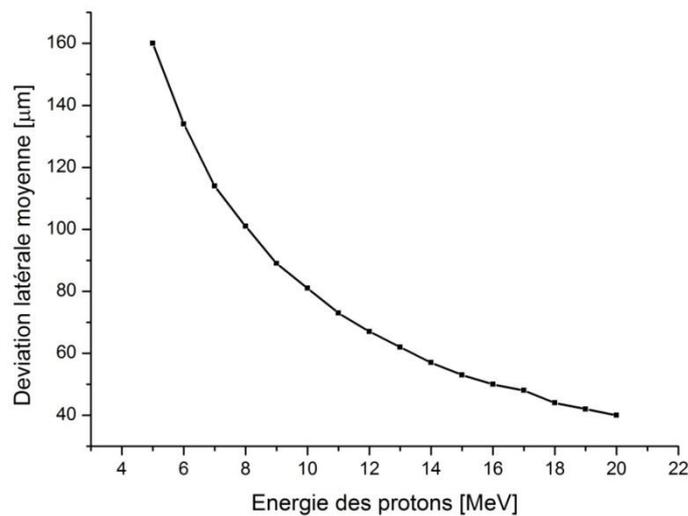


Figure 3-6 : Déviation latérale d'un proton dans 50 μm de silicium en fonction de son énergie par simulation MCNPX

Outre la déviation angulaire dans chaque capteur CMOS, le proton est également sujet à des diffusions multiples dans le convertisseur. Si ces diffusions sont plus faibles dans le polyéthylène que dans le silicium (du fait de la densité du polyéthylène plus faible), la grande épaisseur des convertisseurs rend cet effet non négligeable. De plus, le proton, au cours de son parcours traverse non seulement le convertisseur mais également les trois capteurs CMOS. La déviation du proton depuis sa création dans le convertisseur jusqu'à son impact dans le capteur CMOS 3 est présentée dans la Figure 3-7.

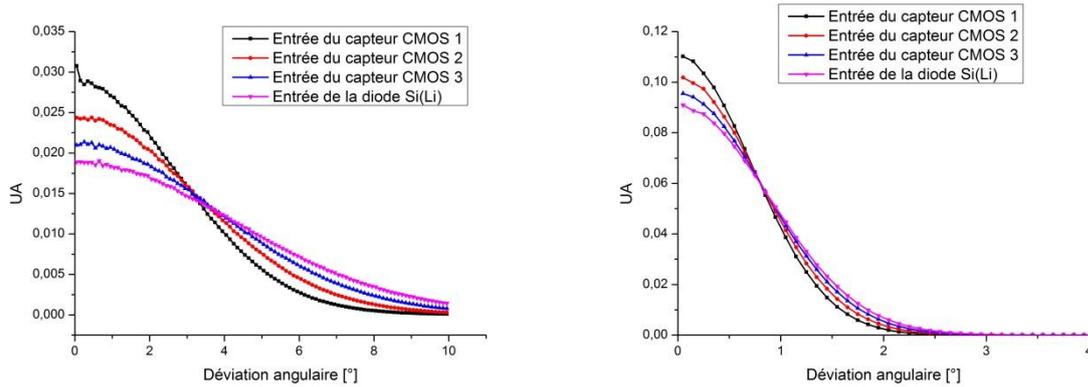


Figure 3-7 : Distribution de la déviation angulaire d'un proton par rapport à son angle initial d'émission pour deux énergies : a) 5 MeV (figure de gauche) et b) 14 MeV par simulation MCNPX avec un convertisseur de 50 µm (figure de droite)

Au cours de la traversée du télescope par le proton de recul, sa trajectoire est modifiée par les diffusions multiples. Cette déviation angulaire est de plus en plus importante pour atteindre jusqu'à plus de 10° en entrée de la diode silicium dans le cas d'un proton de 5 MeV. Cette étude illustre le fait que le meilleur estimateur de l'angle de diffusion θ doit être pris le plus près possible de son lieu de création afin de limiter l'effet des diffusions multiples. Ainsi lors de la reconstruction de l'énergie des neutrons, l'estimateur choisi est $\hat{\theta}_0 = \theta_1 = \theta_{12}$.

Influence sur la pixellisation des capteurs CMOS

Compte tenu du phénomène de diffusions multiples, une étude a été réalisée afin de déterminer quelle devait être la pixellisation des capteurs CMOS afin de ne pas sur dimensionner la taille des pixels en regard de l'incertitude engendrée par les diffusions. De manière arbitraire, il a été décidé que la taille des pixels ne devait pas être supérieure à 10 % de la déviation latérale du proton de recul lors de la traversée du télescope* - Cf. Tableau 3-2.

Tableau 3-2 : Récapitulatif des déviations angulaire, latérale et de la pixellisation maximale admises lors de la traversée d'un proton de recul de 5, 14 et 20 MeV dans le TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur de convertisseur ; le taux de transmission indique la fraction de protons ayant traversés le télescope en entier.

Convertisseur [µm]	Taux de transmission [%]	Déviation angulaire [°]	Déviation latérale [µm]	Taille pixel* [µm]
5 MeV				
50	99.8	4.1	384	38
100	56.66	8.4	418	42
14 MeV				
500	100	1.8	303	30
1000	100	2.0	315	32
1500	99.8	2.6	438	44
20 MeV				
500	100	1.1	133	13
1500	99.98	1.4	237	24
2000	99.96	2.5	460	46

D'après ce tableau, et en accord avec le critère évoqué précédemment, la taille idéale des pixels est comprise entre 13 et 46 µm suivant que l'épaisseur du convertisseur est plus ou

moins grande. Cette étude permet de valider, a posteriori, le choix effectué pour la pixellisation des capteurs CMOS qui est de 30 μm . Cela permet également de fournir une première estimation de la taille des pixels lors de la construction d'un second prototype du TPR-CMOS dédié aux hauts flux de neutrons - Cf. Perspectives. Une pixellisation des capteurs plus fine reste possible mais cela se fait au détriment de la vitesse de lecture des capteurs.

3.3 Génération de pollutions par les éléments du TPR-CMOS

Au cours d'une irradiation du TPR-CMOS par un champ neutronique, les neutrons interagissent non seulement avec le convertisseur en polyéthylène mais également avec les matériaux composant les autres éléments du TPR-CMOS, que ce soit dans la diode silicium, dans les cartes PCB ou dans l'enceinte en aluminium qui entoure le télescope. L'étude de la génération des pollutions est ici traitée au travers de deux aspects : la contribution des différentes particules générées dans le TPR-CMOS et qui interagissent dans la diode Si(Li) d'une part et leurs origines d'autre part. La caractérisation de ces sources de pollution est d'une importance capitale en vue de la discrimination des protons de recul vis-à-vis des réactions parasites lors d'une campagne de mesure.

3.3.1 Simulation d'une géométrie réaliste du TPR-CMOS

Afin de déterminer et de quantifier la nature et l'origine des pollutions enregistrées dans le télescope, une simulation MCNPX réaliste incluant tous les éléments du TPR-CMOS a été réalisée. En complément des principaux éléments (capteurs CMOS, diode Si(Li) et convertisseur), les cartes PCB, le boîtier, la feuille en aluminium et le support de diode ont été modélisés. La géométrie est récapitulée dans le Tableau 3-3 et peut être visualisée sur la Figure 3-8.

Tableau 3-3 : Epaisseurs des éléments du TPR-CMOS utilisées dans la simulation réaliste du télescope réalisée avec MCNPX

Description	Valeur [mm]
Epaisseur des capteurs CMOS	0.05
Epaisseur de la diode Si(Li)	3
Epaisseur de la carte PCB	1.7
Epaisseur du boîtier en aluminium	1.2
Epaisseur de la feuille en aluminium	0.5

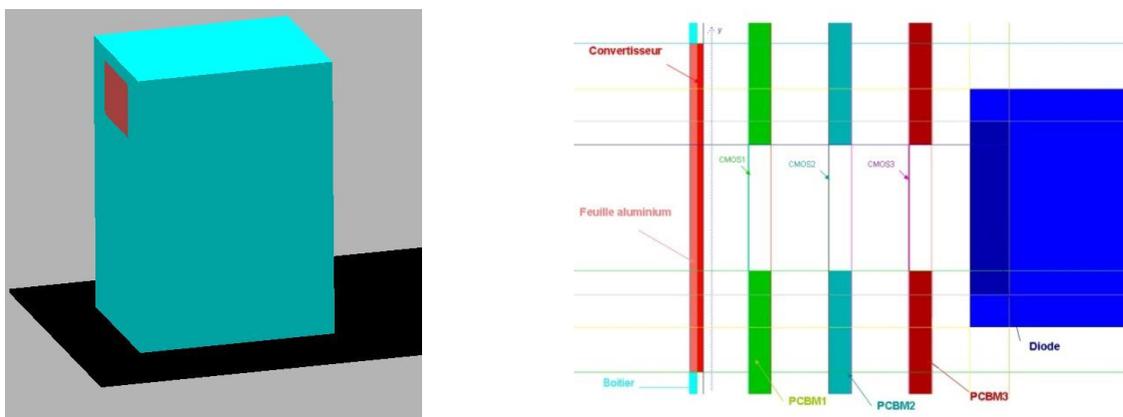


Figure 3-8 : Visualisation de la géométrie du TPR-CMOS à l'aide du logiciel MORITZ : a) vue extérieure du télescope avec le boîtier en aluminium et la fenêtre d'entrée, b) disposition des éléments du TPR-CMOS à l'intérieur de l'enceinte.

3.3.2 Les différentes réactions parasites

Outre les protons de recul, le signal dans la diode Si(Li) est constitué d'une multitude de bruits parasites provenant de différentes réactions dans le TPR-CMOS. En effet, les neutrons incidents sont susceptibles d'interagir avec les matériaux du télescope pour créer des particules secondaires qui vont contribuer au signal dans la diode. Cette contribution a été étudiée par simulation MCNPX version 2.7 en considérant non seulement le transport des protons mais également le transport des gamma, alpha, électrons et particules chargées. Les contributions des différentes réactions sont présentées sur la Figure 3-9.

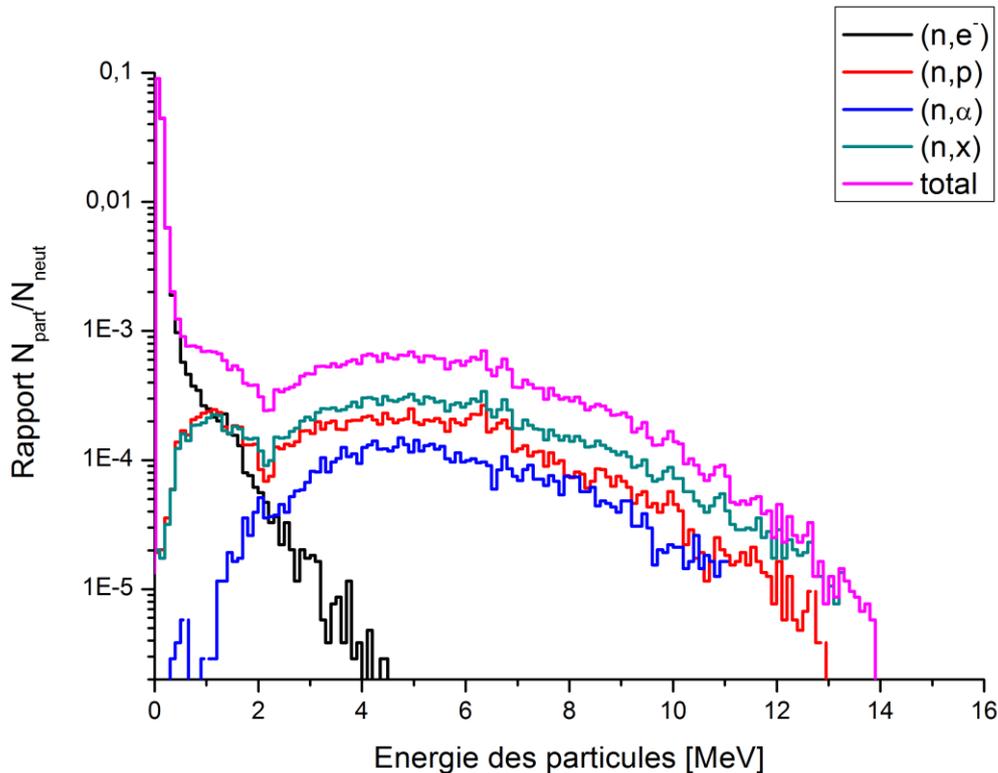


Figure 3-9 : Contribution des différentes réactions induites par les neutrons dans le TPR-CMOS au signal mesuré dans la diode. Simulation MCNPX v2.7 avec un champ neutronique de 14 MeV

A titre d'exemple, pour un champ neutronique de 14 MeV, en dessous de 2 MeV, le signal dans la diode est dominé par la capture radiative (n, γ) [89] produisant des photoélectrons (85%) et des siliciums de recul (n, X) produits par collision élastique d'un neutron dans la diode (15%) [90] [91]. Au-delà de 2 MeV, les réactions de transmutation de type $Si(n, p)$ et $Si(n, \alpha)$ contribuent pour respectivement 63 et 33 % du signal [92]. Au vu de cette étude, il apparaît que seulement 0.2% du spectre mesuré dans la diode est dû à des protons de recul provenant du convertisseur et en coïncidence avec les trois capteurs CMOS. Ils constituent les événements recherchés lors de l'analyse des données expérimentales.

3.3.3 Origine des protons mesurés dans la diode Si(Li)

Le signal mesuré dans la diode dû aux protons est d'origines multiples. Il peut s'agir de protons créés par collisions élastiques des neutrons avec les atomes d'hydrogène contenus dans les cartes PCB, de réactions nucléaires dans la diode silicium ou enfin des protons de recul créés dans le convertisseur. La simulation présentée sur la Figure 3-10 présente l'origine des protons mesurés dans la diode pour un champ neutronique de 14 MeV.

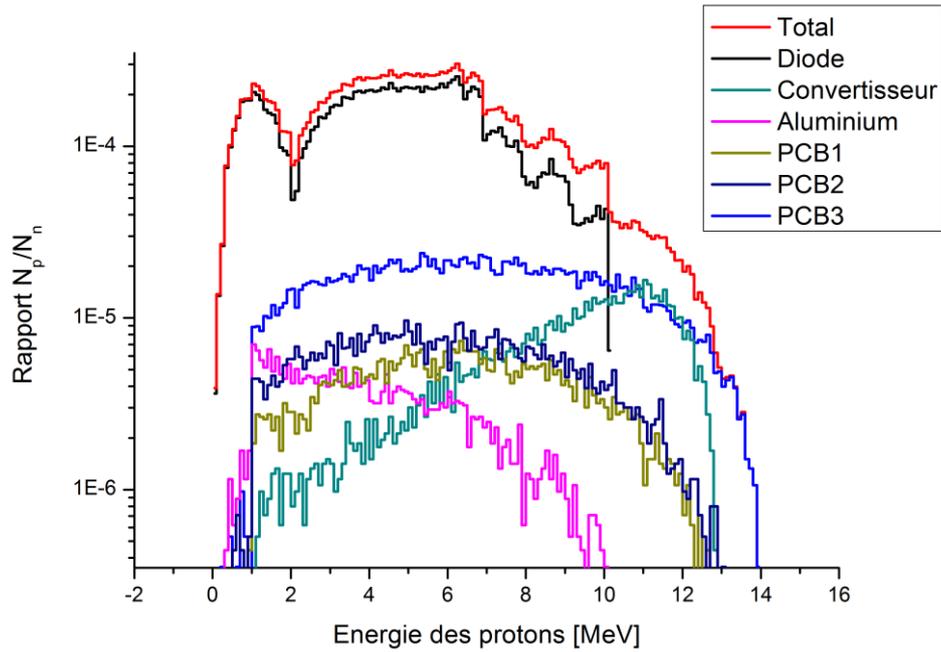


Figure 3-10 : Origine de création des protons mesurés dans la diode et créés dans les différents éléments du TPR-CMOS, simulation MCNPX v2.7 avec un champ neutronique de 14 MeV

D'après cette figure, la quasi-totalité des protons mesurés dans la diode est issu de réactions induites par des neutrons directement au sein de celle-ci (77 %). Il s'agit de la réaction nucléaire $Si(n,p)$ [93], cette réaction de transmutation est une réaction à seuil à partir de 4 MeV environ. La section efficace de réaction $Si(n,p)$ est sensiblement inférieure à la réaction de diffusion élastique $Si(n,n)$, comme le montre la Figure 3-11.

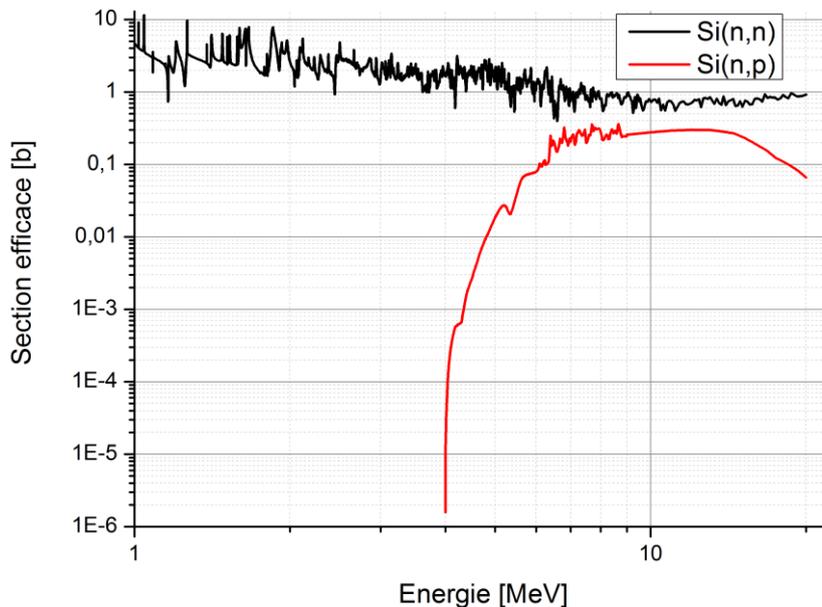


Figure 3-11 : Section efficace réaction $Si(n,p)$ et $Si(n,n)$ d'après la base de données nucléaires ENDF/B-VII

Si la section efficace de réaction des neutrons dans le silicium est plus faible que celle dans le polyéthylène, l'épaisseur de la diode Si(Li) implique un nombre d'atomes cibles beaucoup plus important dans le silicium que dans le polyéthylène, d'où cette énorme contribution.

Un effet surprenant est que la seconde source de génération de protons provient de la carte PCB porteuse du capteur CMOS 3 ; en effet, sa forte concentration en hydrogène et sa proximité par rapport à la diode silicium favorise la détection des protons de recul qui y sont créés (11%). En troisième position se situent les protons de recul créés dans le convertisseur ; il s'agit des événements que nous cherchons à détecter (4%). Cependant, tous les protons de recul créés par le convertisseur et détectés dans la diode ne sont pas forcément en coïncidence dans les capteurs CMOS. D'après ce constat, environ 2% des protons détectés dans la diode correspondent à des protons de recul correspondant aux critères de coïncidence. Cette faible proportion justifie un travail de discrimination intense afin d'identifier les événements correspondant à la diffusion d'un neutron sur un atome d'hydrogène du convertisseur.

NB : Puisque la section efficace de réaction $\text{Si}(n,p)$ décroît en fonction de l'énergie, pour des champs neutroniques de 7 MeV et moins, les protons de recul détectés dans la diode sont principalement dus à la carte PCB 3 ; vient ensuite la diode silicium et enfin le convertisseur en polyéthylène.

3.4 Les performances du TPR-CMOS

Dans cette section, les performances du TPR-CMOS théoriques simulées seront exposées, que ce soit en termes de reconstruction de l'énergie ou d'efficacité de détection.

3.4.1 Estimation des performances de la reconstruction de l'énergie des champs neutroniques par le TPR-CMOS

Les performances de la reconstruction de l'énergie neutronique sont attendues sur deux points particuliers : la capacité du télescope à estimer la distribution en énergie du champ sans erreur systématique (l'estimateur de l'énergie E_n est-il biaisé ou non ?) et la résolution de la méthode de détection (quelle est la résolution de la méthode adoptée pour l'estimation de l'énergie ?).

La méthode d'estimation

L'estimation des performances de reconstruction est réalisée en deux étapes : simulation MCNPX du fonctionnement du TPR-CMOS puis reconstruction de l'énergie du champ neutronique par le programme d'analyse des données à partir des paramètres d'entrée fournis par la simulation Monte Carlo.

Simulation du fonctionnement du TPR-CMOS : utilisation du fichier PTRAC

La première étape de la reconstruction consiste en la simulation du fonctionnement du télescope à l'aide de MCNPX. Cette simulation a deux objectifs pour la reconstruction de l'énergie. D'une part simuler le fonctionnement du télescope comme s'il s'agissait d'une mesure réelle. Cela permet d'obtenir les jeux de données de base indispensables à la reconstruction de l'énergie par le programme d'analyse dans une seconde étape et de les comparer les résultats reconstruits avec les valeurs initiales. Ces paramètres sont au nombre de quatre : les coordonnées (X, Y) du proton de recul dans les trois capteurs CMOS ainsi que la mesure de l'énergie résiduelle du proton dans la diode silicium, notée E_4 . Ces informations reflètent les données accessibles lors d'une mesure neutron par le TPR-CMOS.

D'autre part, la simulation permet également d'avoir accès à des informations supplémentaires, qui ne sont pas mesurables pendant une irradiation mais qui doivent être estimées. C'est par exemple le cas pour la mesure de l'angle initial du proton de recul θ_0 , les diffusions multiples du proton de recul dans les étages de détection $\Delta\theta_i$, les pertes d'énergie dans les différents capteurs ΔE_i et enfin le lieu de création du proton de recul dans le convertisseur z_0 . Ces informations serviront alors de valeurs vraies et seront comparées aux estimateurs calculés par le programme d'analyse (par exemple, l'étude de la différence $\hat{\theta}_0 - \theta_0$, qui représente l'erreur commise par le programme d'analyse lors de l'estimation de l'angle d'émission du proton de recul. Si en moyenne $\hat{\theta}_0 - \theta_0 = 0$ cela signifie que l'estimateur $\hat{\theta}_0$ est non biaisé. D'autre part, l'écart type de la distribution $\sigma_{\hat{\theta}_0 - \theta_0}$ représente alors la précision de l'estimation). Toutes ces informations sont regroupées dans un fichier de sortie de MCNPX nommé PTRAC dont le format des données est fourni dans l'appendice I du guide utilisateur de MCNPX [94], il ne sera pas détaillé dans cette thèse.

Le programme d'analyse pour la reconstruction de l'énergie

Le programme d'analyse des données a été développé dans le langage de programmation C/C++, en incluant les outils d'analyse et de traitement des données de l'environnement ROOT développé par le CERN [95]. A partir des quatre données de base renvoyées par le fichier PTRAC, le Programme d'Analyse des Données, noté PAD, est chargé d'estimer l'énergie initiale du champ neutronique. Outre l'estimateur de l'énergie des neutrons \hat{E}_n , le programme permet d'estimer toutes les grandeurs intermédiaires depuis la détection du proton de recul dans la diode jusqu'à son lieu de création dans le convertisseur. Les estimateurs intermédiaires sont rappelés dans le tableau ci-dessous :

Tableau 3-4 : Principaux estimateurs calculés par le programme d'analyse des données

Nom de l'estimateur	Symbole
Energie des neutrons incidents	\hat{E}_n
Energie initiale du proton de recul	\hat{E}_p
Energie du proton de recul en entrée du plan i	\hat{E}_i
Angle d'émission du proton de recul	$\hat{\theta}_0$
Perte d'énergie du proton de recul dans le plan i	$\hat{\Delta E}_i$
Lieu de création du proton de recul	\hat{z}_0

Les performances de la reconstruction

Dans cette section, l'analyse de la reconstruction par le PAD est exposé. Il s'agit ici de comparer l'estimateur de la grandeur \hat{x} calculée par le PAD avec la valeur vraie x enregistrée dans le fichier PTRAC. Une étude en fonction de l'énergie des neutrons à mesurer et de l'épaisseur de convertisseur sera également proposée.

Estimation de l'angle d'émission

Le PAD considère l'estimateur de l'angle d'émission comme l'angle $\hat{\theta}_0 = \theta_1 = \theta_{12}$. La Figure 3-12 présente la distribution de l'écart $\hat{\theta}_0 - \theta_0$ pour des neutrons de 14 MeV avec un convertisseur de 500 μm . Cette distribution est de moyenne quasi nulle $\mathbb{E}(\hat{\theta}_0 - \theta_0) = -0.02^\circ$ et l'écart type de la distribution vaut $\sigma_{\hat{\theta}_0 - \theta_0} = 1.73^\circ$. Ces résultats indiquent d'une part que l'estimateur de l'angle d'émission $\hat{\theta}_0$ est un estimateur non biaisé et d'autre part que la précision de cette reconstruction est d'environ 1.73° . Comme il a déjà été mentionné, cette imprécision est due au phénomène de diffusions multiples dans le convertisseur et les capteurs CMOS. Il apparaît ainsi que le PAD est capable d'estimer l'angle d'émission avec une précision inférieure à 2° et sans erreur systématique.

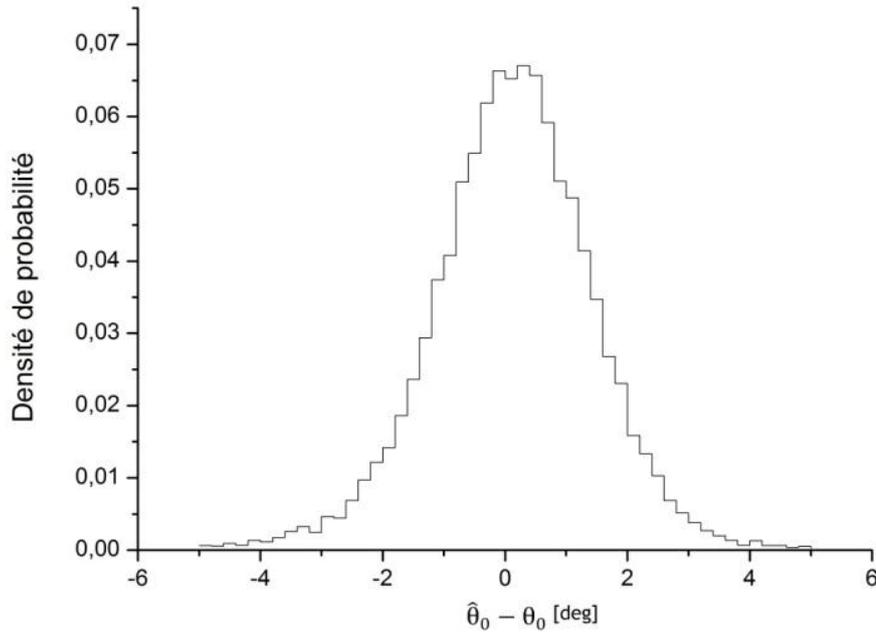


Figure 3-12 : Comparaison entre l'estimateur de l'angle d'émission calculé par le PAD et la valeur vraie fournie par le fichier PTRAC, $\hat{\theta}_0 - \theta_0$, d'après une simulation MCNPX d'un faisceau neutron de 14 MeV avec un convertisseur de 500 μm

Estimation de l'énergie du proton de recul au cours du parcours dans le TPR-CMOS

En addition de l'angle d'émission, le PAD se doit de reconstruire l'énergie du proton de recul tout au long de son parcours dans le TPR-CMOS. Les pertes d'énergie sont calculées de la manière suivante : la reconstruction suit un modèle inverse où le point de départ du programme est la mesure de l'énergie résiduelle du proton de recul dans la diode E_4 . A partir de cet instant, la reconstruction de l'énergie est effectuée en quatre étapes qui consiste en l'estimation de l'énergie du proton de recul à l'entrée de chaque étage de détection (les trois capteurs CMOS et le convertisseur). Bien que très faibles, les pertes d'énergie dans l'air sont estimées entre chaque plan ; les pertes d'énergies dans le plan de silicium ou de polyéthylène considéré sont estimées de la même manière. Une démarche itérative est adoptée afin de pallier les faiblesses du modèle inverse. En effet, comme le montre la Figure 3-13, le sens de reconstruction de l'énergie implique dans le cas du modèle inverse d'estimer l'énergie en entrée du plan considéré E_i^{inv} à partir de l'énergie en sortie du plan E_f^{inv} . Les pertes d'énergie linéique p_i sont alors calculées à partir de l'énergie finale et non par rapport à l'énergie initiale.

$$\hat{E}_i = E_i^{inv} = E_f^{inv} + \frac{p_i(E_f^{inv}) \cdot \hat{e}_i}{\cos \hat{\theta}_0} \quad 3-1$$

Une itération sur le calcul des pertes d'énergie en subdivisant l'épaisseur de matière traversée permet de réduire la différence $p_i(E_f^{inv}) - p_i(E_i^{dir})$. Dans le cas du PAD, le calcul de l'estimateur \hat{E}_i est effectué en réalisant cinquante itérations. Dans le cas limite où le nombre d'itérations est infini, la différence de reconstruction entre modèle inverse et modèle direct tend vers zéro.

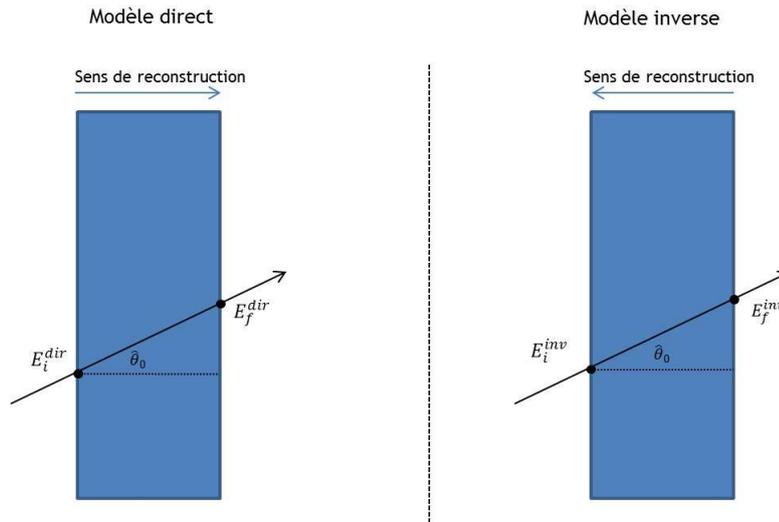


Figure 3-13 : Différence de reconstruction entre modèle direct et modèle inverse

La Figure 3-14 présente l'écart entre l'estimateur de l'énergie du proton de recul dans les étages de détection et la valeur vraie renvoyée par le fichier *PTRAC*. La courbe violette représente l'estimation de l'énergie du proton de recul dans le capteur CMOS 3, en bleue est représentée l'énergie dans le capteur CMOS 2 et en rouge l'énergie dans le capteur CMOS1. La figure de droite correspond à l'estimation de l'énergie dans le convertisseur. D'après ces figures, il apparaît un élargissement des distributions au fur et à mesure de la reconstruction. Cela correspond à la propagation des incertitudes inhérente au modèle de reconstruction inverse : l'erreur commise dans le capteur CMOS 3 est plus faible que dans le CMOS 1 puisque la connaissance de l'énergie dans la diode est supposée parfaite. Le cas du convertisseur est particulier, la précision de la reconstruction dépendant très largement de l'épaisseur de convertisseur - voir paragraphe suivant.

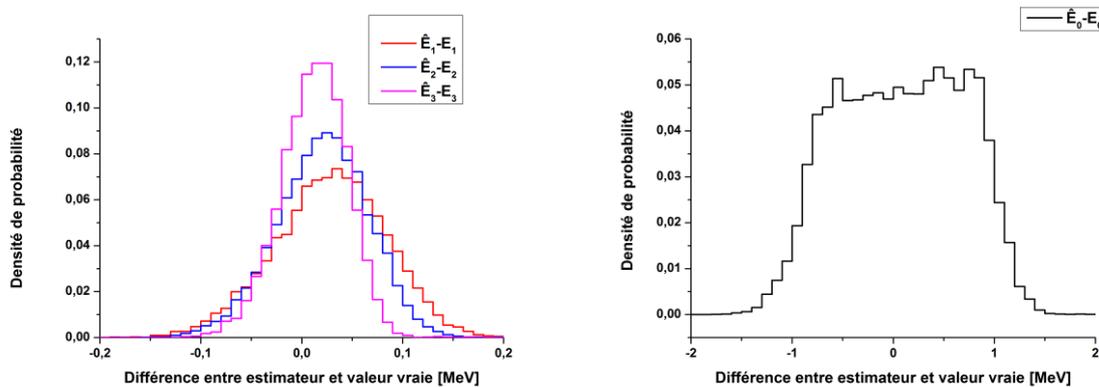


Figure 3-14 : Comparaison entre estimateur de l'énergie du proton de recul dans les étages de détection et valeur vraie extraite du fichier *PTRAC* pour une simulation à 14 MeV avec un convertisseur de 500 μm : a) dans les capteurs CMOS et b) dans le convertisseur

Le Tableau 3-5 présente les performances de la reconstruction de l'énergie du proton de recul par le *PAD*. Au cours de la reconstruction, l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie augmente ; elle vaut 10 keV dans le capteur CMOS 3, 18 keV dans le capteur 2 et 26 keV dans le capteur 3. Ce biais s'explique par le modèle inverse qui n'est pas capable d'estimer les pertes d'énergie sans erreur. La baisse de la précision de l'estimation s'explique par la propagation des incertitudes au cours de la reconstruction (il est nécessaire de connaître l'énergie dans le capteur $N + 1$ afin de calculer l'énergie dans le capteur N etc.). En ce qui concerne la reconstruction de l'énergie initiale du proton de

recul \hat{E}_0 , l'erreur systématique commise est proche de 30 keV et la précision sur cette mesure vaut environ 0.65 MeV à 14 MeV pour un convertisseur de 500 μm . Cela est dû à l'hypothèse réalisée dans le PAD qui consiste à supposer que le proton de recul est créé au milieu du convertisseur. Cet aspect du PAD sera discuté en détail dans le paragraphe suivant.

Tableau 3-5 : Caractéristiques des distributions $\hat{E}_i - E_i$ dans les capteurs CMOS et le convertisseur

Nom de l'estimateur	Symbole	Biais [keV]	Précision [keV]
Energie initiale du proton de recul	\hat{E}_0	30	644
Energie du proton de recul en entrée du capteur CMOS 1	\hat{E}_1	26	54
Energie du proton de recul en entrée du capteur CMOS 2	\hat{E}_2	18	45
Energie du proton de recul en entrée du capteur CMOS 3	\hat{E}_3	10	32

Estimation du lieu de création du proton de recul dans le convertisseur

L'épaisseur du convertisseur en polyéthylène est un effet limitant la précision de l'estimation de l'énergie du proton de recul. En effet, puisqu'il n'est pas possible de connaître le lieu de création du proton de recul dans le convertisseur z_0 , l'estimateur de ce lieu est déterminé en supposant que le proton est créé au milieu du convertisseur $\hat{z}_0 = e_0/2$. Cette hypothèse est justifiée par le fait que le proton de recul a une probabilité uniforme de création dans le convertisseur. La validité de cette loi est vérifiée tant que l'équilibre protonique n'est pas atteint, c'est-à-dire tant que la génération de protons de recul dans le convertisseur est supérieure à l'absorption des protons dans celui-ci. La limite d'apparition de l'équilibre protonique dépend de l'énergie des neutrons qui traversent le convertisseur. La Figure 3-15 présente la plage de validité de cette hypothèse pour des neutrons de 14 MeV. D'après cette figure, en dessous de 500 μm , la loi de distribution est bel et bien uniforme alors qu'au-delà, les protons de recul créés au début du convertisseur ne sont pas assez énergétiques pour sortir du convertisseur. Cela implique, lors de la reconstruction, une erreur dans la reconstruction pour les convertisseurs épais.

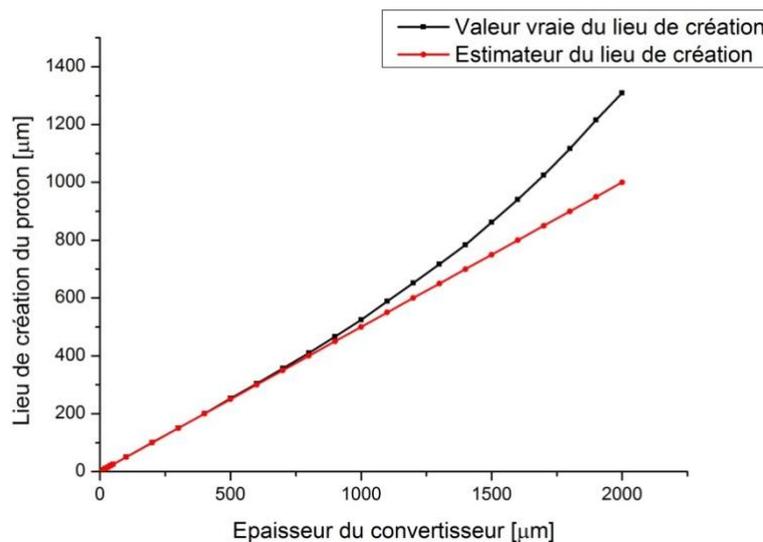


Figure 3-15 : Validité de l'hypothèse réalisée dans le programme d'analyse lors de l'estimation du lieu de création du proton de recul dans le convertisseur, en fonction de son épaisseur, pour des neutrons de 14 MeV (Simulation MCNPX)

Estimation de l'énergie des neutrons incidents

L'estimation de l'énergie des neutrons fait appel aux deux estimateurs de l'angle d'émission et de l'énergie du proton de recul via la relation 2-6. Les performances de l'estimation dépendent donc de leurs précisions lors de la reconstruction. De plus, l'effet de l'épaisseur du convertisseur joue un rôle prépondérant dans la capacité du *PAD* à estimer sans biais l'énergie des neutrons.

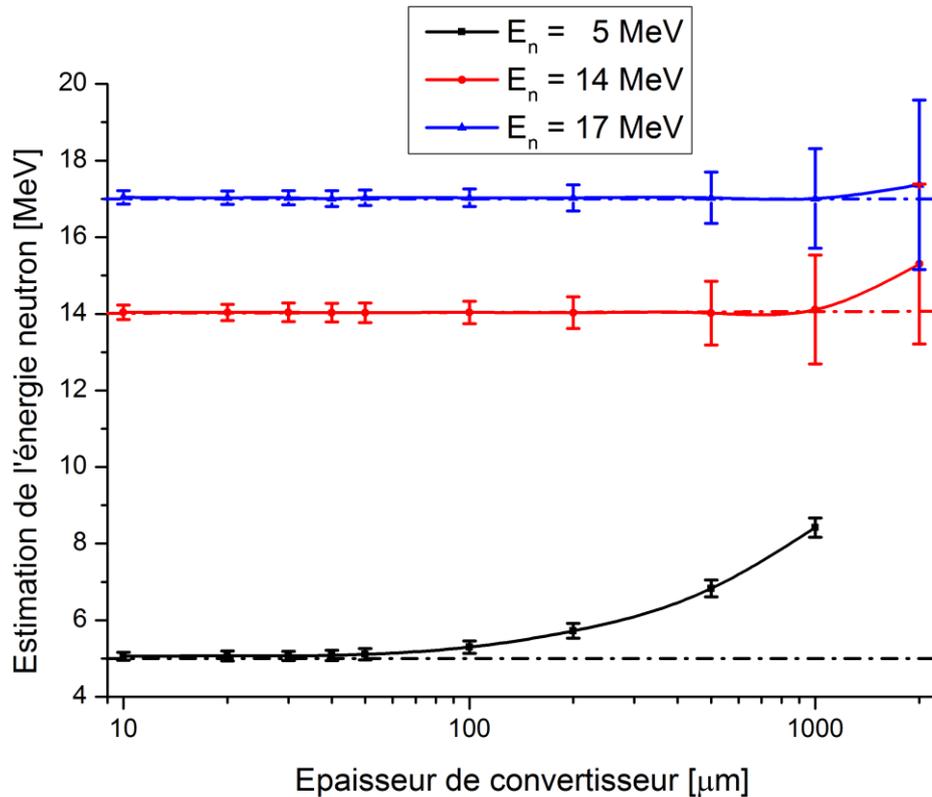


Figure 3-16 : Performance de l'estimation de l'énergie neutron E_n en fonction de l'épaisseur de convertisseur à 5, 14 et 17 MeV d'après une simulation MCNPX. Les traits pointillés indiquent la valeur vraie de l'énergie neutron E_n

De manière générale, la reconstruction de l'énergie des neutrons se fait sans biais systématique - Cf. Figure 3-16. La précision dépend à la fois de l'énergie des neutrons et de l'épaisseur de convertisseur, et varie de 1 à 3 % dans le cas des convertisseurs fins. Dans le cas de convertisseurs épais (supérieur à 50 μm pour des neutrons de 5 MeV et à 1000 μm pour des énergies de 14 et 17 MeV), le phénomène d'équilibre protonique implique un biais systématique de la reconstruction. L'hypothèse d'uniformité de la distribution de z_0 n'est alors plus vérifiée. Dans le cas de neutrons de 5 MeV, pour un convertisseur de 200 μm , l'erreur commise est de 14 %. Dès lors, il apparaît que l'utilisation de convertisseur trop épais est à proscrire afin de garantir une reconstruction de l'énergie des neutrons incidents sans biais. Le choix du convertisseur est à effectuer de manière judicieuse afin de garantir une précision de l'estimation suffisante sans sacrifier l'efficacité de détection.

3.4.2 Estimation de la réponse en fluence du TPR-CMOS

L'estimation de la réponse en fluence du TPR-CMOS, \hat{R}_ϕ , est accessible via deux méthodes distinctes : par calcul analytique ou par simulation Monte Carlo. La première méthode a

été abordée dans la section 2.5, la seconde méthode fait l'objet de cette section. Une comparaison avec les performances des télescopes existants sera également proposée.

Estimation de la réponse en fluence par simulation MCNPX

La méthode de simulation Monte Carlo est la méthode la plus simple à mettre en œuvre pour estimer la réponse en fluence. Dès lors que la géométrie du TPR-CMOS est décrite dans la simulation, la réponse en fluence s'obtient en divisant le nombre de traces M créées par les protons de recul (détectés dans les trois capteurs CMOS et la diode) par le nombre de neutrons N_0 simulés par cm^2 :

$$\hat{R}_{\Phi}^{MCNPX} = \varepsilon \cdot A = \frac{M}{N_0} \quad 3-2$$

La grandeur N_0 est une donnée d'entrée de la simulation ; il s'agit du nombre de neutrons simulé dans la source de particules. La grandeur M est extraite du fichier *PTRAC* de la même manière que pour la méthode d'estimation de l'énergie des neutrons à partir des traces de protons de recul. Ce calcul prend en compte tous les phénomènes physiques évoqués en section 2.5, que ce soit la section efficace différentielle de diffusion élastique, l'angle solide de détection du télescope, la section d'entrée du détecteur A , ou encore l'épaisseur utile de convertisseur $z_{conv}(x, y)$. La masse volumique de polyéthylène considérée est égale à $0.92 g.cm^{-3}$. Les résultats pour trois énergies des neutrons sont présentés sur la Figure 3-17.

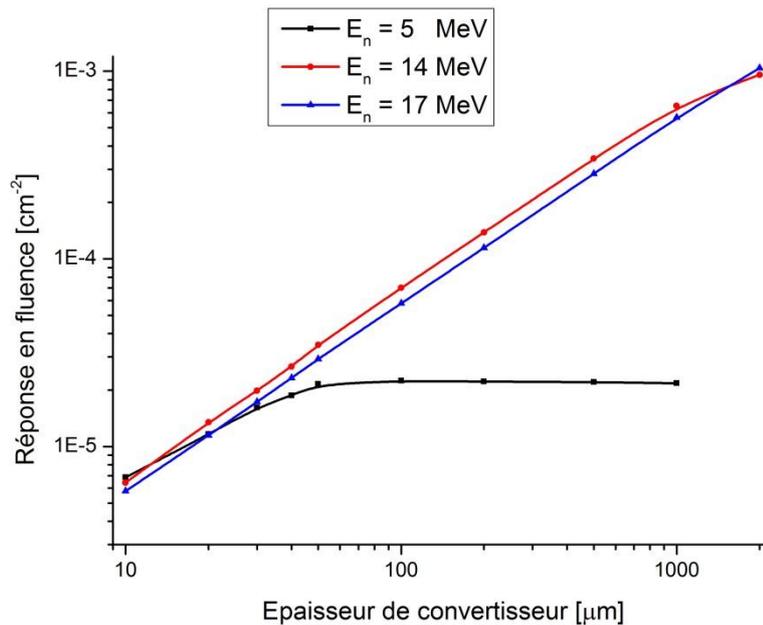


Figure 3-17 : Réponse en fluence du TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur de convertisseur pour trois énergies 5, 14 et 17 MeV d'après une simulation MCNPX

Pour les épaisseurs de convertisseur inférieures à 50 μm , la réponse du détecteur est sensiblement identique, aux alentours de $10^{-5} cm^{-2}$, quelle que soit l'énergie du champ neutronique. Seule la section efficace diffère dans ce cas, en étant légèrement supérieure à 5 MeV.

En ce qui concerne les épaisseurs plus élevées, l'équilibre protonique est atteint beaucoup plus rapidement pour les neutrons de basses énergies, si bien qu'un phénomène de seuil limite la réponse en fluence du TPR-CMOS. Il est alors inutile d'augmenter l'épaisseur de convertisseur pour augmenter l'efficacité de détection puisque seule la résolution en énergie est affectée. Le point d'utilisation optimum en ce qui concerne l'épaisseur de

convertisseur est à la limite où l'équilibre protonique apparaît. Dès lors, la réponse du détecteur est maximale et la résolution en énergie reste satisfaisante. Pour les neutrons de 5 MeV, l'épaisseur est de 50 μm alors que pour 14 et 17 MeV l'équilibre protonique est atteint pour un convertisseur de 1000 μm .

Validation par la méthode analytique

Dans ce paragraphe, la relation 2-18 permettant de calculer de manière analytique la réponse en fluence du détecteur est utilisée. Les résultats obtenus sont comparés aux résultats fournis par la simulation MCNPX [96]. Les sections efficaces utilisées sont le résultat d'une moyenne sur quatre bases de données (ENDF, CENDL, JENDL et JEFF). La densité d'atomes cible N_h est calculée à partir de la masse volumique du polyéthylène ($\rho = 0.92 \text{ g.cm}^{-3}$) et de sa masse molaire. Le facteur de forme f mentionné en section 2.5 est estimé par simulation Monte Carlo puis ajusté en projection suivant une loi de type Boltzmann afin de s'affranchir des fluctuations statistiques liées aux nombres de tirages réalisés dans la simulation (Cf. Figure 3-18).

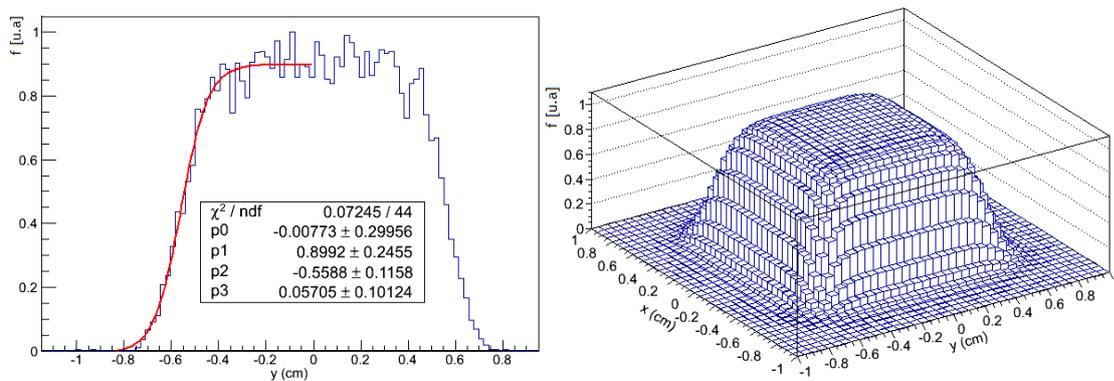


Figure 3-18 : Projection du facteur de forme sur le plan (y,z) et ajustement par une fonction de Boltzmann (gauche), facteur de forme obtenu par le calcul après approximations (droite)

Les résultats de la Figure 3-19 indiquent que les réponses en fluences calculées sont assez proches des valeurs simulées et donc que la formule analytique est cohérente et peut être utilisée en première approximation. L'écart relatif entre les réponses simulées et les réponses obtenues par méthode analytique est d'au maximum 7% dans la gamme de fonctionnement du TPR-CMOS .

Cependant, il est à noter que pour une énergie de 7 MeV, si l'épaisseur de convertisseur utilisée est élevée, la valeur calculée ne correspond aux prédictions MCNPX. Cela est dû au phénomène d'équilibre protonique. En effet, pour une épaisseur élevée de convertisseur, les protons de reculs créés près de la face d'entrée sont absorbés par le polyéthylène avant d'atteindre la face de sortie, ce qui fait apparaître un plateau pour la réponse en fluence. Or, le calcul analytique ne tient pas compte de l'absorption des protons de reculs dans le convertisseur, supposé infiniment fin, et l'équilibre protonique n'apparaît donc pas.

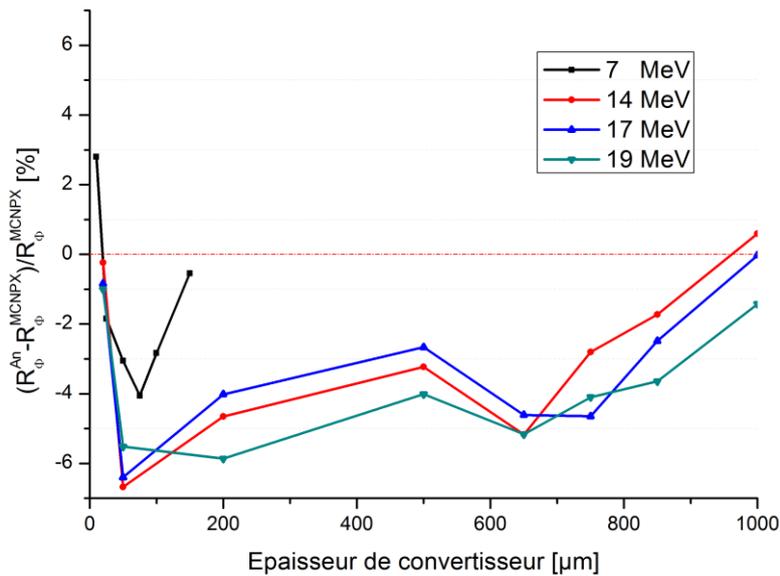


Figure 3-19 : Comparaison de la réponse en fluence d'après la formule analytique et les simulations Monte Carlo (écart relatif) en fonction de l'énergie et de l'épaisseur de convertisseur

Comparaison par rapport aux télescopes existants

La caractéristique principale pour une mesure de fluence est l'efficacité de détection du télescope. Plus cette efficacité est importante et plus le temps d'irradiation nécessaire pour obtenir une bonne statistique est court. La Tableau 3-6 compare les efficacités de détection pour les trois télescopes présentés dans le chapitre 2. En ce qui concerne le TPR-CMOS de l'IRSN, l'épaisseur de convertisseur est de 50 μm à 5 MeV et 500 μm à 14 et 17 MeV. Dans le cas du télescope du PTB, l'efficacité de détection est indiquée pour un convertisseur de 71.28 mg.

Tableau 3-6 : Efficacités de détection [$\times 10^{-5}$] pour les télescopes du PTB, de l'INFN, et de l'IRSN. Les incertitudes indiquées correspondent à une incertitude statistique

Energie [MeV]	PTB	INFN	IRSN
5	1.92±0.01	0.18±0.18	1.49 ± 0.07
14	0.80±0.01	4.63±0.18	19.80 ± 0.25
17	0.68±0.01	4.30±0.18	23.80 ± 0.27

A titre de comparaison, si l'on considère un débit de fluence $\dot{\varphi}_0 = 2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en face avant du télescope pour un champ neutronique de 14 MeV ; deux heures d'irradiation permettent d'obtenir, en utilisant respectivement les TPR du PTB, de l'INFN et de l'IRSN, une incertitude statistique sur le taux de comptage de 9.3%, 3.8% et enfin 1.9%

4 Caractérisation expérimentale des étages de détection du télescope

4.1	Caractérisation des convertisseurs en polyéthylène	103
4.1.1	Les enjeux.....	103
4.1.2	Mesure de l'épaisseur des convertisseurs par le LNE	103
4.1.3	Mesure par faisceau de particules chargées.....	104
	La plateforme AIFIRA.....	105
	Le dispositif expérimental	105
	Résultats pour un convertisseur de 50 μm	106
	Conclusion	107
4.2	Caractérisation des capteurs de position CMOS.....	107
4.2.1	Les enjeux.....	107
4.2.2	Epaisseur des capteurs de position.....	107
4.2.3	Etalonnage des canaux ADC.....	109
4.2.4	Efficacité de détection des capteurs	110
	Protocole expérimental	110
	Estimation du temps mort du photomultiplicateur	111
	Efficacité locale des capteurs CMOS	111
	Efficacité moyenne des capteurs CMOS	112
4.3	Caractérisation du détecteur Si(Li).....	113
4.3.1	Les enjeux.....	113
4.3.2	Efficacité de détection de la diode Si(Li)	113
4.3.3	Etalonnage en énergie du détecteur.....	114
	Etalonnage de la diode à basse énergie autour de 5 MeV.....	114
	Etalonnage de la diode aux énergie supérieure à 5 MeV	115
	Détermination de la droite d'étalonnage	116
4.4	Caractérisation du télescope complet	117
4.4.1	Référence du flux de neutrons.....	117
4.4.2	Mesure du flux de protons par le TPR-CMOS.....	118
	Détection des protons par la diode Si(Li) du télescope	118
	Mesure des traces en coïncidences.....	119
	Conclusion	120

L'objectif de ce chapitre est de caractériser expérimentalement l'ensemble des étages de détection du télescope. La caractérisation des éléments passe par la mesure précise des épaisseurs du convertisseur et des capteurs CMOS, de l'efficacité de détection des CMOS et du détecteur Si(Li) vis-à-vis des protons et enfin par la mise au point de la procédure d'étalonnage de la diode silicium. En outre, une efficacité intrinsèque du télescope sera fournie dans ce chapitre, en regard des efficacités individuelles des étages de détection.

4.1 Caractérisation des convertisseurs en polyéthylène

L'objectif de cette caractérisation est de connaître avec une précision la plus grande possible les propriétés des convertisseurs en polyéthylène utilisés pendant les mesures expérimentales. Bien que les propriétés physiques à étudier soient nombreuses (composition, pureté, épaisseur, densité ...), cette section traitera uniquement de l'épaisseur des convertisseurs, caractéristique essentielle. Une étude plus précise des autres propriétés, moins sensibles, devra être menée pour un futur étalon.

4.1.1 Les enjeux

La maîtrise de l'épaisseur des convertisseurs utilisés est d'une importance capitale pour de nombreuses raisons, elle intervient sur :

- le calcul des pertes d'énergie dans le convertisseur. Plus l'incertitude sur son épaisseur est grande et plus le calcul des pertes d'énergie est entaché d'une erreur importante. Si l'incertitude est importante, il est également nécessaire que la valeur moyenne de l'estimation de l'épaisseur soit non biaisée, c'est-à-dire que la valeur moyenne mesurée ne soit pas différente de la valeur vraie. Tout biais de mesure sur cette épaisseur entraînerait une erreur systématique dans l'estimation de l'énergie des neutrons.
- les performances du TPR-CMOS en termes de mesure de fluence. Un biais dans la valeur de l'épaisseur induit inéluctablement un biais dans la mesure de fluence. De manière encore plus sensible que dans le cas de la mesure de l'énergie, l'incertitude de mesure de l'épaisseur des convertisseurs est directement liée à l'incertitude attendue pour la mesure de fluence, puisque le nombre d'atomes cible augmente proportionnellement avec l'épaisseur du convertisseur.

La société GoodFellow [69], produisant les convertisseurs, assure une tolérance de 20 % sur l'épaisseur. Il s'agit, non pas d'une incertitude mais plutôt de bornes de variations maximales pour les échantillons. Compte tenu des besoins métrologiques du TPR-CMOS, des mesures expérimentales ont été réalisées pendant la thèse. Concernant les convertisseurs les plus épais, les compétences du LNE ont été sollicitées. De plus, une étude par faisceau de protons a également pu être réalisée pour le convertisseur de 50 μm .

4.1.2 Mesure de l'épaisseur des convertisseurs par le LNE

Les mesures d'épaisseur des convertisseurs ont été réalisées par le département de Métrologie Dimensionnelle du LNE. Deux méthodes ont été appliquées pour les mesures : une méthode directe, par contact, ou une mesure optique, sans contact. La Figure 4-1 présente les résultats pour les deux méthodes en fonction de l'épaisseur de convertisseur attendue. Le premier point à noter est que les deux méthodes ne sont pas toujours compatibles entre elles, en effet la méthode par contact présente des résultats plus précis que la méthode optique. Ces résultats sont toutefois à nuancer puisque le fait que le polyéthylène soit un matériau malléable limite la précision de la méthode par contact. En ce qui concerne la méthode optique, la principale limitation provient de la méconnaissance de l'indice de réfraction, estimé à 1.51 par GoodFellow. Le deuxième

point à noter est le fait que les résultats sont assez éloignés des valeurs fournies par le constructeur, même si elle reste dans les tolérances qui sont à interpréter comme des déviations maximales. Cette dispersion des valeurs entres elles risque d'induire un biais systématique dans la mesure de l'épaisseur de convertisseur e_0 .

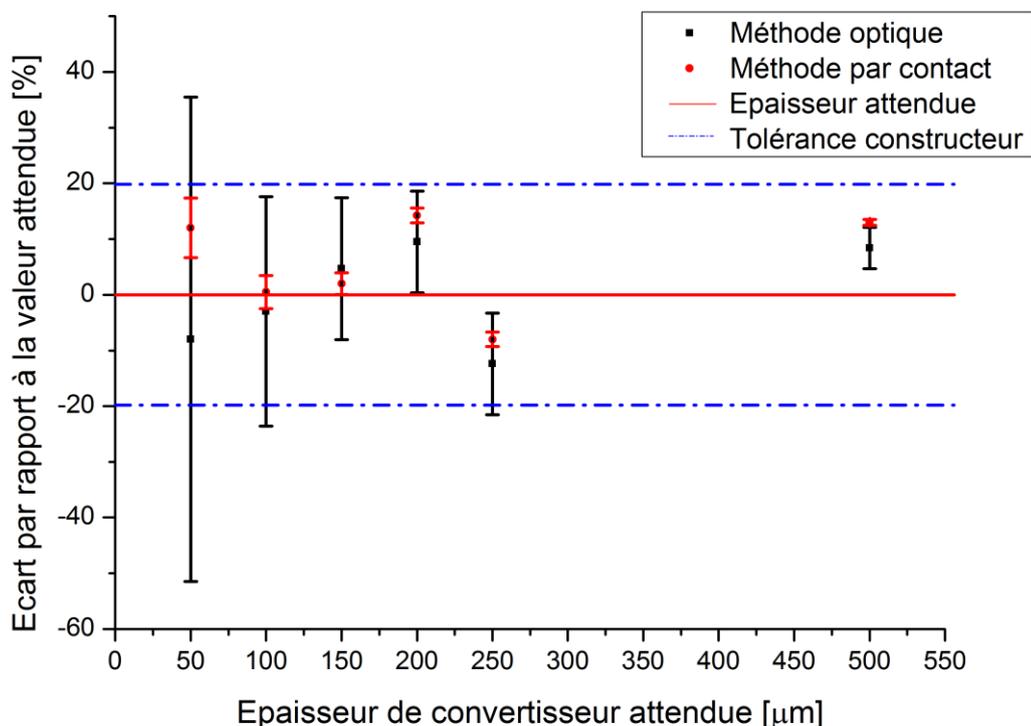


Figure 4-1 : Résultats des mesures obtenus par le LNE pour six échantillons de convertisseur d'épaisseurs: 50, 100, 150, 200, 250, et 500 µm

4.1.3 Mesure par faisceau de particules chargées

Une méthode complémentaire d'estimation de l'épaisseur du convertisseur consiste à étudier les pertes d'énergie d'une particule chargée lorsque celle-ci traverse le convertisseur. Le principe de la méthode est basé sur la mesure de l'énergie résiduelle de la particule en sortie du convertisseur E_r par un détecteur de type semi-conducteur placé en transmission. En connaissant parfaitement l'énergie incidente de la particule E_i , la différence $\Delta E = E_i - E_r$ renseigne sur l'épaisseur de matière traversée. Un calcul théorique de perte d'énergie permet de la relier directement à l'épaisseur de matière traversée, ce calcul est basé sur des valeurs tabulées des pertes d'énergie [17]. La mise au point de ce type d'expériences nécessite la prise en compte de plusieurs contraintes qui limitent les installations permettant de réaliser ce protocole : l'énergie des particules doit être suffisamment importante pour traverser la totalité du convertisseur, mais ne doit cependant pas être trop importante pour être sensible à des variations de perte d'énergie synonyme de variation d'épaisseur. L'énergie incidente de la particule doit être parfaitement connue puisqu'elle est à la base du calcul, de même pour la mesure de l'énergie résiduelle. La direction du faisceau de particules doit également être parfaitement connue et le diamètre du faisceau doit être de petite taille afin d'obtenir une résolution spatiale importante. Enfin, un dispositif de translation de l'échantillon doit être prévu afin de réaliser un profil (X, Y) de l'épaisseur du convertisseur.

La plateforme d'irradiation AIFIRA [97] du CENBG (*Centre d'Etudes Nucléaire de Bordeaux-Gradignan*) répond à ce cahier des charges. Une campagne de mesures expérimentales a donc été réalisée à Bordeaux au cours de cette thèse.

La plateforme AIFIRA

La plateforme AIFIRA utilise un accélérateur de type Singletron de 3.5 MV développé par la société HVEE (Pays-Bas). Différentes lignes de faisceaux sont exploitées permettant de produire des faisceaux de taille micrométrique ou nanométrique. En addition de ces deux lignes, une ligne macro faisceau est également utilisée ainsi qu'une ligne dédiée à la production de champs neutroniques. L'accélérateur permet de produire deux type d'ions, alpha et protons, jusqu'à 3.5 MeV.

Le dispositif expérimental

Dans notre cas, l'épaisseur du convertisseur en polyéthylène a été estimée à l'aide d'un faisceau protons de 2.5 et 3 MeV. Tout système à irradier doit être placé dans une enceinte sous vide (environ 5×10^{-5} bar) - Cf. Figure 4-2.

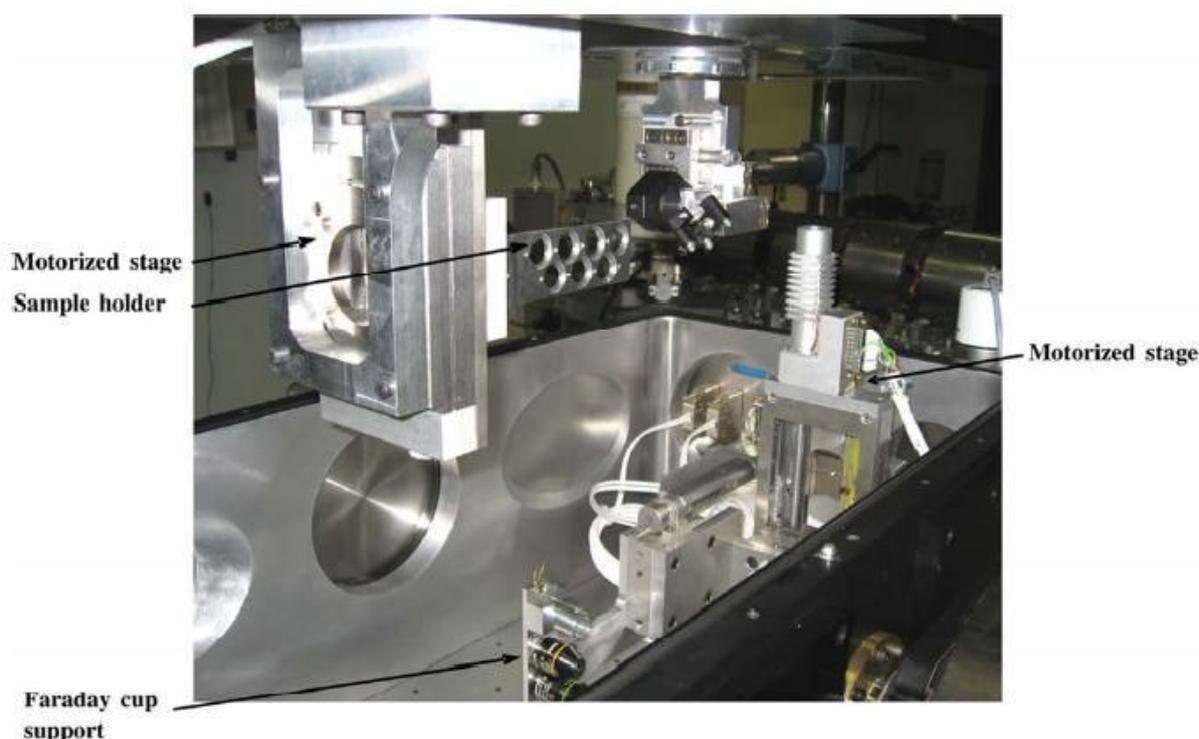


Figure 4-2 : Intérieur de la chambre à vide avec le moteur XYZ pour le déplacement de l'échantillon, des cages de Faraday pour stopper le faisceau, un détecteur STIM pour la mesure de l'énergie résiduelle ainsi que deux microscopes assurant le réglage du faisceau.

Le détecteur placé en transmission pour la mesure de l'énergie résiduelle est une diode silicium commercialisée par CAMBERRA de 5.7 mm diamètre et présentant une zone de déplétion de 100 μm d'épaisseur. La détermination du profil d'épaisseur est réalisée sur la base de 15 points de mesures sur une surface d'environ 1 cm^2 de convertisseur. La correspondance théorique entre la différence $\Delta E = E_i - E_r$ et l'épaisseur e_0 de convertisseur est présentée dans la Figure 4-3.

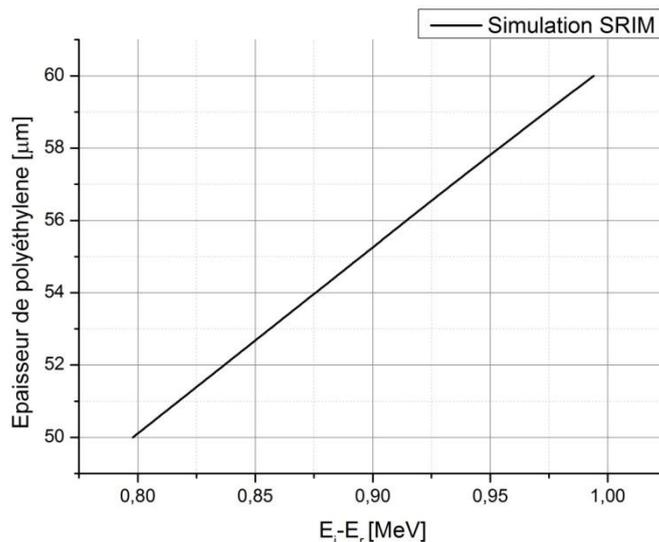


Figure 4-3 : Epaisseur de polyéthylène traversée en fonction de la perte d'énergie d'un faisceau de proton de 2.5 MeV, simulation SRIM

Résultats pour un convertisseur de 50 μm

Les valeurs de référence fournies dans la Figure 4-3 permettent de relier l'épaisseur de polyéthylène aux mesures expérimentales. Les résultats expérimentaux sont présentés dans la Figure 4-4 sous forme d'un profil d'épaisseur pour un échantillon de convertisseur d'épaisseur attendue 50 μm . D'après cette figure, la variation d'épaisseur sur la surface de convertisseur reste très faible, environ 2 μm . Toutefois l'épaisseur moyenne de polyéthylène est très nettement au-dessus de l'épaisseur attendue ; elle vaut $e_0 = 57.6 \pm 0.7 \mu\text{m}$ soit un écart 15.2 % par rapport à la valeur attendue. Cet écart est compatible avec la tolérance constructeur.

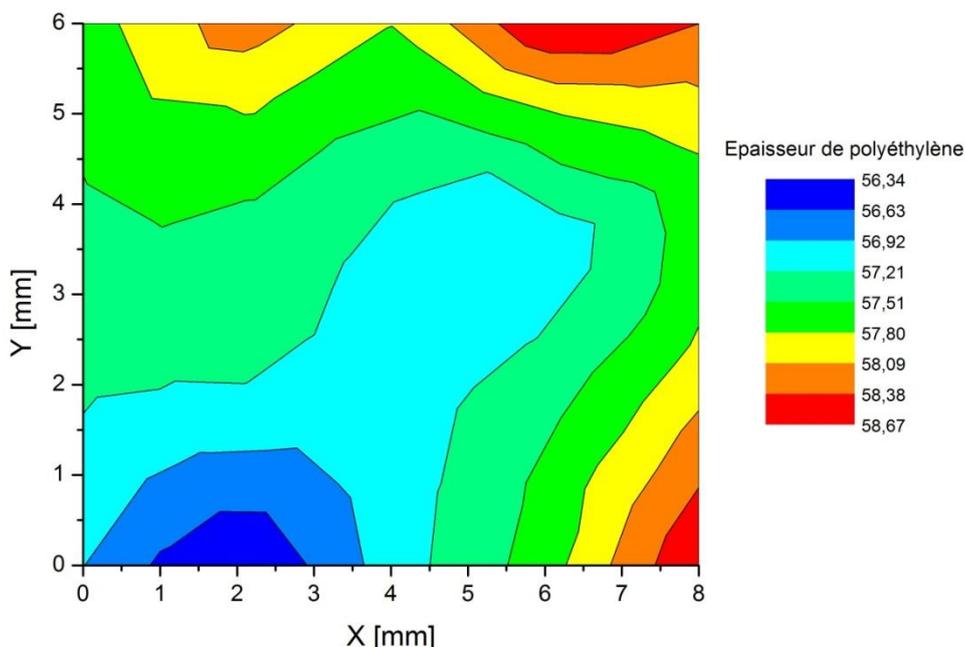


Figure 4-4 : Profil d'épaisseur d'un échantillon de convertisseur en polyéthylène obtenu à l'aide d'un faisceau de protons de 2.5 MeV

Conclusion

Au travers de ces deux méthodes de l'évaluation de l'épaisseur des convertisseurs, il apparaît que la mesure de cette épaisseur n'est pas triviale et demande une étude approfondie. Non seulement, il s'agit de s'assurer que les méthodes de mesures sont compatibles entre elles, mais il convient également d'adopter la méthode la plus précise en fonction de l'épaisseur du convertisseur à mesurer. Les résultats préliminaires obtenus dans cette thèse montrent très clairement la nécessité de la caractérisation de chaque convertisseur utilisé avant toute mesure de champs neutroniques. L'écart important entre la valeur attendue et la valeur mesurée de l'épaisseur justifie la caractérisation d'un jeu de convertisseurs qui seront utilisés de manière exclusive lors d'une irradiation.

4.2 Caractérisation des capteurs de position CMOS

Les capteurs CMOS étant au cœur du TPR-CMOS, la quantification de leurs performances est donc une condition sine qua non pour toute mesure d'énergie ou de fluence neutronique. Les propriétés à évaluer se font au niveau de leurs épaisseurs, de leurs efficacités de détection vis-à-vis de particules chargées, ou encore de leurs capacités à mesurer une perte d'énergie lorsqu'une particule les traverse. Ces différents aspects seront étudiés dans cette partie.

4.2.1 Les enjeux

Les trois points évoqués ci-dessus interviennent lors de mesures avec le télescope, et notamment sur :

- la reconstruction de l'énergie du proton de recul. Si les épaisseurs des capteurs CMOS sont mal évaluées, la procédure de reconstruction contient un biais systématique sur l'estimation des pertes d'énergie du proton de recul et donc sur l'énergie du champ neutronique. Ce biais est d'autant plus important que l'énergie du champ neutronique est faible. Dans une moindre mesure, cela peut également intervenir sur la mesure de la fluence neutronique, si l'épaisseur des capteurs est telle qu'elle ne permet plus aux protons les moins énergétiques de traverser les étages de détection.
- l'efficacité de détection intrinsèque des capteurs CMOS. Si les capteurs de position ne sont pas totalement efficaces pour la détection de particules chargées, il convient d'appliquer des facteurs correctifs pour prendre en compte cette information.
- la mesure des pertes d'énergie des particules dans les capteurs CMOS. Il s'agit d'une information d'une grande utilité pour la discrimination entre les protons de recul provenant du convertisseur et les événements parasites identifiés dans la section 3.3 de ce travail de thèse. De ce fait, un étalonnage préalable des ADC des capteurs CMOS doit être réalisé afin de relier la charge mesurée à l'énergie déposée dans les capteurs.

Les différents points à évaluer ont été déterminés par le biais de deux campagnes expérimentales sur les plateformes AIFIRA du CENBG et au PTB en Allemagne. Ces deux installations permettant la production de faisceaux de protons dont les caractéristiques en termes d'énergie et de flux correspondent aux contraintes imposées par la technologie des capteurs CMOS (fréquence de lecture limitée à 200 p/s et pixellisation 30 μm x 30 μm).

4.2.2 Epaisseur des capteurs de position

L'épaisseur des capteurs CMOS a été étudiée sur l'installation AIFIRA à l'aide d'un microfaisceau de protons de 2.5 MeV et 3.5 MeV. Le dispositif expérimental mis en place

pour l'évaluation du convertisseur est rigoureusement identique à celui utilisé pour les capteurs CMOS (simulation TRIM pour les pertes d'énergie, estimation de l'épaisseur). Compte tenu de l'épaisseur plus importante du capteur CMOS 3, un faisceau de plus haute énergie (3 MeV) a été utilisé. En raison de leur fragilité, les capteurs CMOS n'ont pas fait l'objet d'étude par le LNE, seule une méthode par faisceau de particules, non destructive, peut être envisagée dans ce cas. Un maillage de 144 points a été réalisé pour obtenir un profil d'épaisseur des capteurs.

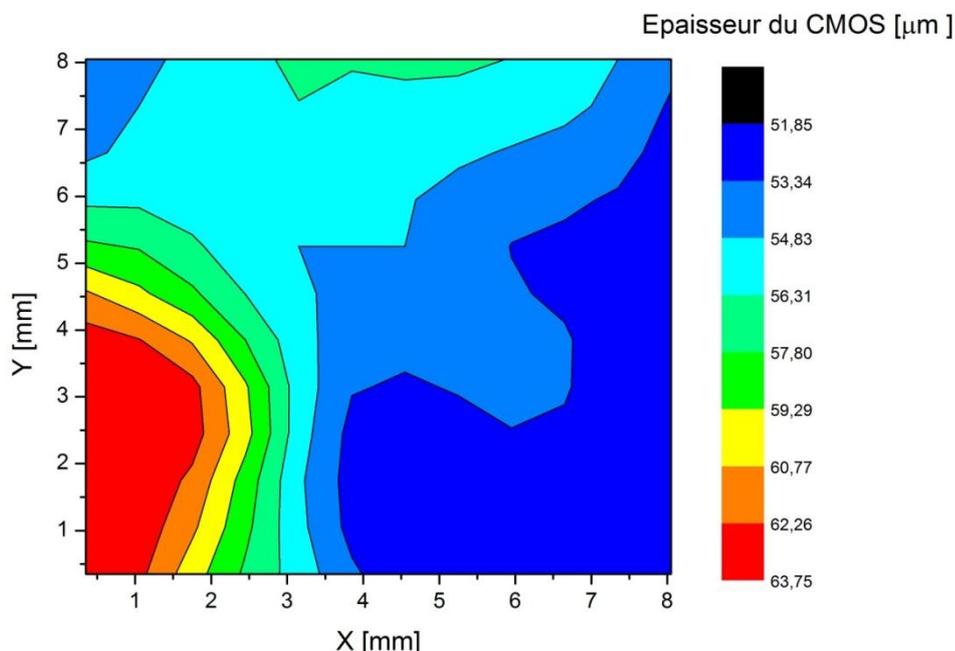


Figure 4-5 : Profil d'épaisseur du premier capteur CMOS obtenu à l'aide d'un faisceau de protons de 2.5 MeV

Comme le fait apparaître la Figure 4-5, de fortes inhomogénéités d'épaisseur ont été identifiées dont l'amplitude varie de 52 μm à 64 μm . En ce qui concerne l'épaisseur moyenne de capteur CMOS, elle est estimée à $e_1 = 55 \pm 3 \mu\text{m}$. Cette valeur moyenne représente un écart d'environ 10 % par rapport à la valeur attendue pour les capteurs qui est de 50 μm . Les inhomogénéités peuvent s'expliquer par le processus d'abrasion mécanique lors de la conception des capteurs ; cependant l'écart par rapport à la valeur moyenne est une véritable surprise par rapport aux données de l'industrie. Un processus identique a été suivi pour l'estimation de l'épaisseur des deux autres capteurs, les résultats sont présentés dans le Tableau 4-1.

Tableau 4-1 : Epaisseurs moyennes des capteurs CMOS estimées par un faisceau de protons de 2.5 et 3.5 MeV

Numéro du capteur CMOS	Epaisseur moyenne [μm]
Capteur CMOS 1	53 \pm 4
Capteur CMOS 2	55 \pm 3
Capteur CMOS 3	76 \pm 1

Un surplus de 34 μm de silicium est donc présent. Cette matière supplémentaire doit donc impérativement être prise en compte afin d'assurer une reconstruction de l'énergie des neutrons non biaisée. Ce constat impliquera, à plus long terme, une mesure systématique de chaque capteur CMOS utilisé et un cahier des charges plus exigeant lors de la conception.

4.2.3 Etalonnage des canaux ADC

De même que pour l'étalonnage de la diode Si(Li), il est possible d'étalonner la charge mesurée (ADC) des capteurs CMOS qui permettent une estimation grossière des pertes d'énergie des particules dans la zone épitaxiale des capteurs. Le procédé, identique à la diode silicium, consiste à estimer les pertes d'énergie dans la zone épitaxiale de 15 μm par simulation TRIM puis à comparer les résultats expérimentaux fournis par le détecteur STIM placé en transmission. La Figure 4-6, obtenue à partir de deux énergies de protons (10 et 16.4 MeV), permet d'obtenir six points de référence (deux par capteur CMOS) pour la détermination de la droite d'étalonnage.

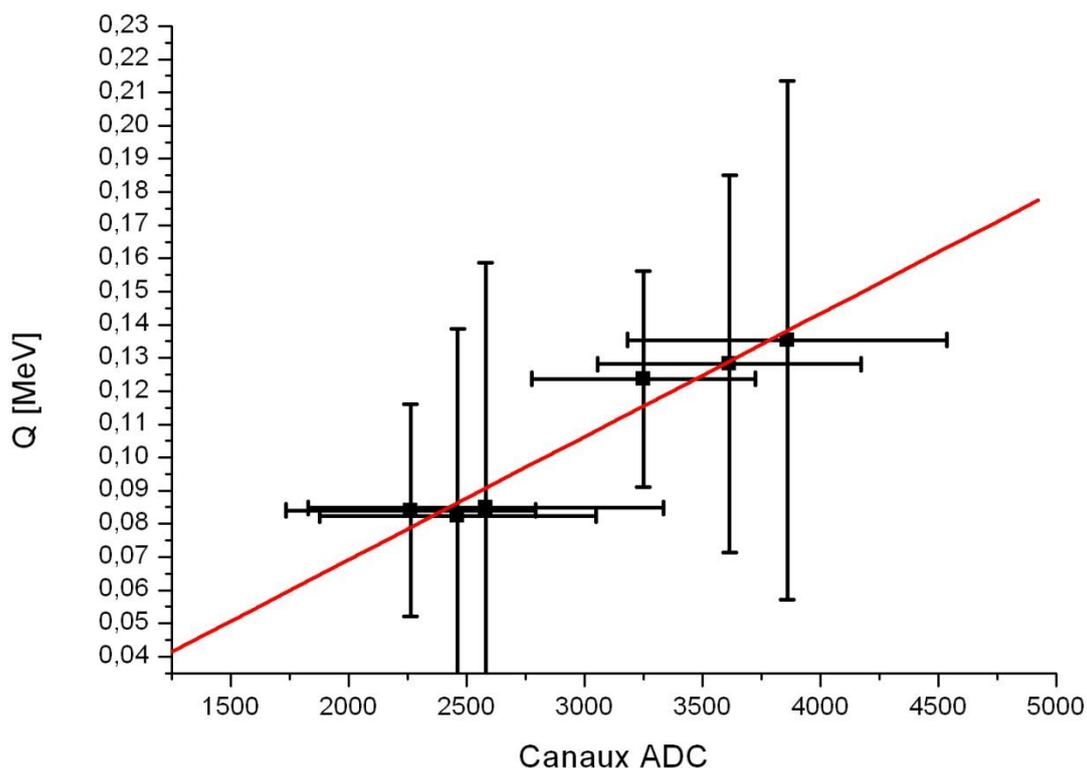


Figure 4-6 : Courbe d'étalonnage de l'énergie Q des particules déposée dans les capteurs CMOS

Malgré la faible précision de ces mesures, il est possible d'évaluer une droite d'étalonnage entre Q et le nombre de canaux ADC de la forme $Q = a \cdot ADC + b$. Les coefficients de la droite sont résumés dans le Tableau 4-2. Il est toutefois à rappeler que le transport des électrons se fait par diffusion thermique, ce qui n'autorise pas de mesure précise du pouvoir d'arrêt des particules d'où la faible précision des mesures réalisées.

Tableau 4-2 : Paramètres de la droite d'étalonnage des ADC des capteurs CMOS

Paramètre	Valeur
a	$(3.72 \pm 0.44) \cdot 10^{-5} \text{ MeV} \cdot \text{ADC}^{-1}$
b	$-0.002 \pm 0.012 \text{ MeV}$
R^2	0.93

Bien que de faible précision, l'information sur la charge Q permet de relier directement l'énergie d'un proton de recul ayant traversé un capteur CMOS à la charge ADC collectée dans la zone épitaxiale des capteurs - Figure 4-7.

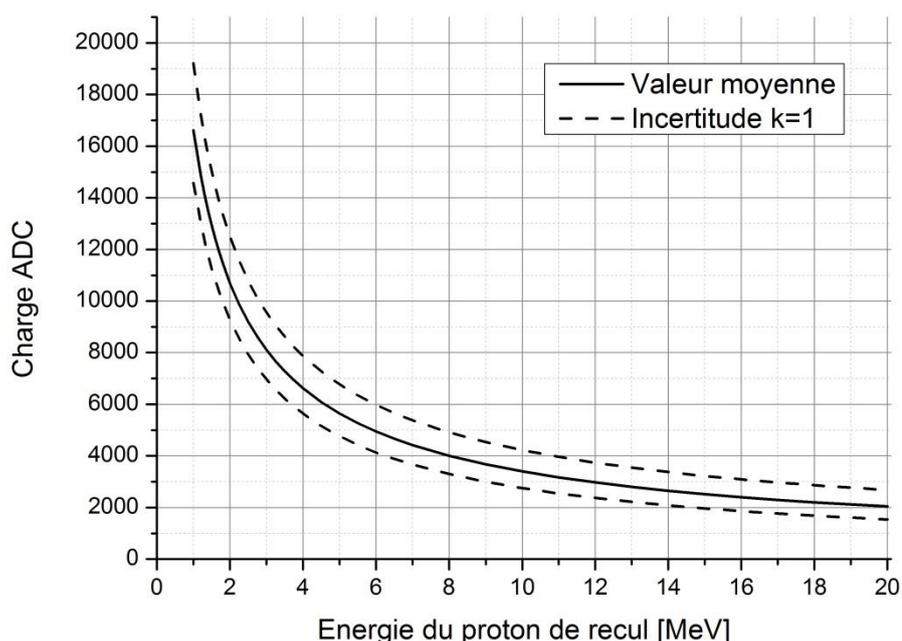


Figure 4-7 : Charge moyenne collectée dans la zone épitaxiale d'un capteur CMOS en fonction de l'énergie du proton de recul

A partir de cette figure, il est possible de mettre au point un critère permettant l'identification des particules en fonction de la charge ADC dans les capteurs CMOS : la cohérence de la reconstruction de l'énergie de la particule vis-à-vis de la charge ADC n'est pas respectée. Cela signifie soit que la trace détectée n'est pas un proton de recul, soit que la signature énergétique du proton de recul dans le CMOS n'est pas compatible avec son énergie (l'événement est donc à rejeter).

4.2.4 Efficacité de détection des capteurs

Une mesure absolue d'un flux neutron impose la connaissance précise de l'efficacité de détection du TPR-CMOS, donc de chaque capteur. Pour cette raison, la ligne microfaisceau du PTB [98] a été utilisée afin de déterminer l'efficacité intrinsèque de chaque capteur de position CMOS. La ligne microfaisceau permet de produire des ions alphas et protons jusqu'à 10 MeV. Le diamètre du faisceau de particules est focalisé à mieux que 2 μm . Chaque ion traversant l'échantillon à analyser est détecté par un ensemble constitué d'une fine feuille de scintillateur plastique de type BC400 et d'un photomultiplicateur (PM) de type R7400P pour l'amplification de la lumière émise. La détection des particules est alors proche de 100 %.

Protocole expérimental

Le choix des conditions expérimentales est motivé par les limitations techniques des capteurs de position CMOS : le flux de particules doit être très faible afin de garantir qu'un unique proton atteint le capteur pendant une acquisition (un capteur CMOS est lu en 5 ms). Puisque l'efficacité de détection des capteurs CMOS dépend de l'énergie, le dispositif doit être testé dans la gamme de fonctionnement du télescope. C'est la raison pour laquelle le télescope est testé avec des protons de 10 MeV. Le ratio entre le flux initial et le flux mesuré par les capteurs CMOS donne l'efficacité des capteurs CMOS avec une bonne résolution spatiale. Au cours de l'expérience, les capteurs ont été irradiés par pas de

300 μm x 300 μm . Le déplacement du faisceau est effectué lorsque 250 protons sont détectés par le photomultiplicateur - voir Figure 4-8.

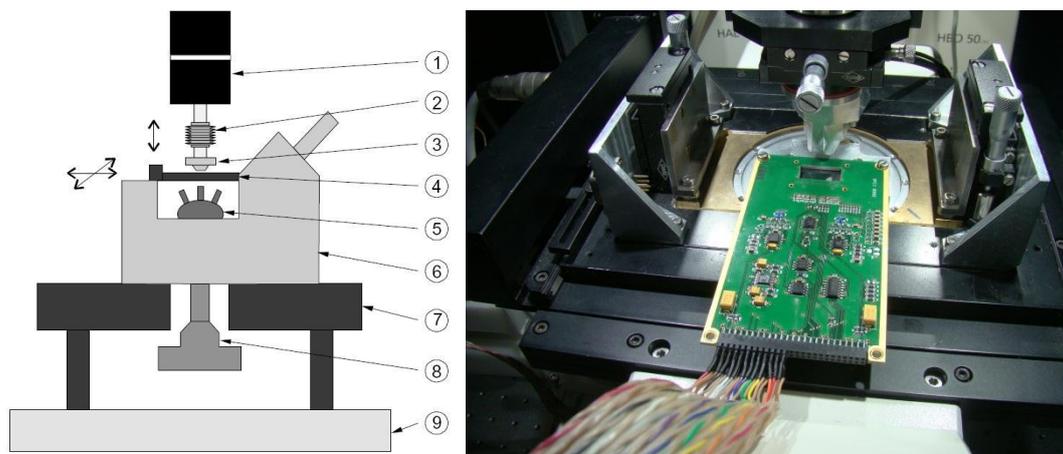


Figure 4-8 : a) Vue schématique de la ligne micro faisceau : 1. Quadripôles 2. Soufflet pour le mouvement vertical 3. Limite vide/air 4. table xy 5. Objectifs et détecteurs 6. Table optique 7. Camera CCD 8. Sol b) Dispositif expérimental : capteur CMOS placé sur la table xy

Estimation du temps mort du photomultiplicateur

Comme mentionné précédemment, le nombre de protons évalués par le photomultiplicateur, noté C_{PM} , est enregistré en même temps que le nombre d'impacts mesurés par le capteur CMOS, noté C_{CMOS} . Pendant l'expérience, une surévaluation de coups par le PM a été remarquée. L'évaluation de ce facteur est possible en mesurant les coups enregistrés par le PM pendant un déplacement du faisceau ; en effet aucun proton ne doit être détecté pendant ce laps de temps - Figure 4-9 .

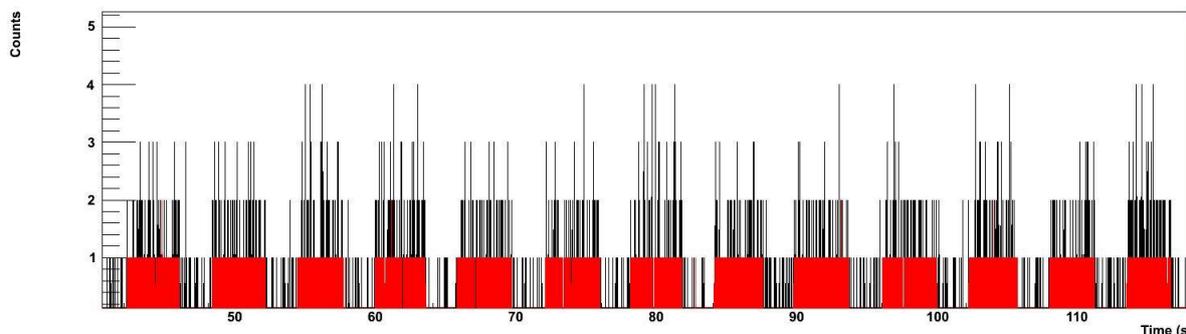


Figure 4-9 : Taux de comptage enregistré par le capteur CMOS (courbe rouge) et le PM (courbe noire) en fonction du temps

D'après cette figure, le temps de déplacement T_{Dep} est clairement visible en analysant la fréquence de détection du TPR-CMOS (courbe rouge). La mesure du taux de comptage enregistré par le PM pendant le temps T_{Dep} permet alors une estimation de la surévaluation observée ; elle est estimée à $C_{Over} = 8.41 \text{ cps} \cdot \text{s}^{-1}$.

Efficacité locale des capteurs CMOS

L'estimation locale de l'efficacité de détection des capteurs CMOS $\epsilon_{CMOS}(x, y)$ est déterminée par la relation suivante, avec T_{Scan} la durée passée à la position (x, y) :

$$\varepsilon_{CMOS}(x, y) = \frac{C_{CMOS}}{C_{PM} - (T_{Scan} \cdot C_{Over})} \quad 4-1$$

La Figure 4-10 fournit l'efficacité du capteur CMOS 1 en fonction de la position (x, y) . Une homogénéité globale de l'efficacité est observée, entre 80 et 120 %. Ces valeurs extrêmes sont liées au fait que le facteur de correction C_{Over} est connu avec une incertitude d'environ 20 %. De plus, une autre source de contradiction est due au temps mort entre deux acquisitions des capteurs de CMOS, ce phénomène est responsable d'une baisse d'efficacité observée localement.

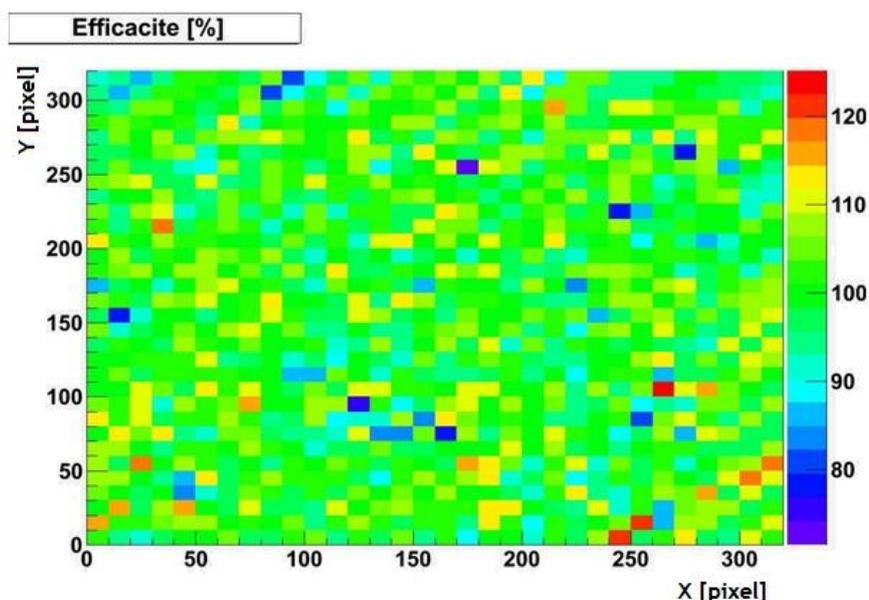


Figure 4-10 : Efficacité de détection locale du capteur CMOS 1. Les unités des axes X et Y sont indiquées en pixels. Le *binning* correspond à la taille d'un maillage (soit 300 x 300 μm). L'efficacité est indiquée en pourcent.

Efficacité moyenne des capteurs CMOS

L'efficacité moyenne de tous les capteurs est présentée sur la Figure 4-11. Cette figure est obtenue en considérant toutes les efficacités locales mesurées pendant les irradiations utilisant le micro faisceau.

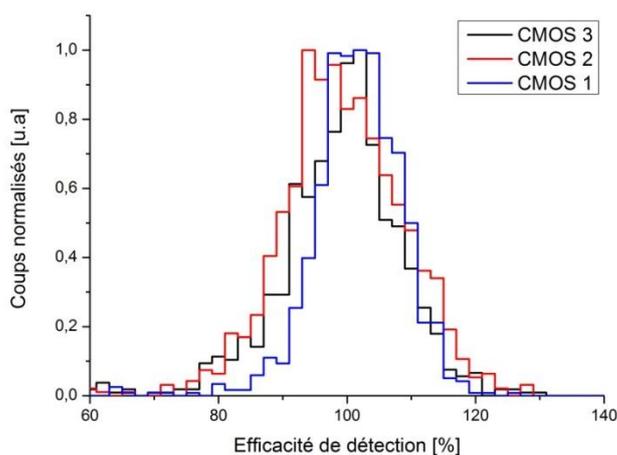


Figure 4-11 : Distribution de l'efficacité de détection des capteurs CMOS aux protons de 10 MeV

L'efficacité des capteurs CMOS est très proche de 100 % comme attendu. L'écart-type, relativement important, est une limitation pour une mesure très précise de l'efficacité des capteurs CMOS. Néanmoins, la conclusion de cette expérience est que l'efficacité de détection reste très élevée pour des protons aux alentours du MeV. De manière plus précise, le Tableau 4-3 fournit les efficacités moyennes des capteurs de position d'après les mesures réalisées aux PTB.

Tableau 4-3 : Efficacité moyenne des capteurs de position CMOS

Paramètre	Symbole	Valeur [%]	Erreur moyenne [MeV]	Ecart type [%]
Efficacité du capteur 1	ϵ_{CMOS1}	100.44	0.3	7.90
Efficacité du capteur 2	ϵ_{CMOS2}	97.80	0.4	11.15
Efficacité du capteur 3	ϵ_{CMOS3}	97.11	0.4	12.19

En conséquence, le fonctionnement du dispositif complet (trois capteurs CMOS + détecteur Si(Li)) devrait également être très proche de 100 %. Compte tenu des efficacités des capteurs, une première estimation du facteur correctif prenant en compte l'inefficacité des capteurs CMOS peut être donnée :

$$k_{CMOS} = \epsilon_{CMOS1} \cdot \epsilon_{CMOS2} \cdot \epsilon_{CMOS3} = 0.95 \pm 0.01$$

4.3 Caractérisation du détecteur Si(Li)

Le détecteur Si(Li) est l'élément principal permettant la mesure de l'énergie des protons de recul. Dès lors, sa caractérisation est d'une importance capitale, tant au niveau de l'étalonnage en énergie qu'au niveau de son efficacité de détection des particules chargées.

4.3.1 Les enjeux

Une attention particulière doit être portée à la caractérisation de la diode silicium. En effet les performances de ce détecteur sont susceptibles d'influer sur :

- la mesure de l'énergie des protons de recul. L'étalonnage de la diode silicium doit être réalisé avec le plus grand soin afin de garantir une mesure de l'énergie résiduelle la plus fiable possible. L'étalonnage doit être réalisé sur la gamme de fonctionnement du TPR-CMOS avec la précision la plus grande possible, une erreur d'étalonnage étant synonyme de biais systématique sur la mesure de l'énergie du neutron.
- l'efficacité de détection par rapport aux particules chargées. Elle doit être évaluée afin d'assurer une mesure de la fluence neutronique sans biais dû aux étages de détection. A partir de cette évaluation, des facteurs correctifs pourront être mis en place pour prendre en compte ces inefficacités.

4.3.2 Efficacité de détection de la diode Si(Li)

L'efficacité de la diode silicium a été étudiée à l'aide d'une source alpha de Pu-Am-Cm d'activité $A_0 = 445 \text{ Bq}$ sur $2\pi \text{ sr}$. En parallèle des tests expérimentaux, une simulation MCNPX a été réalisée afin d'estimer la fraction de particules α frappant le détecteur en fonction de la distance entre la source et la face avant du détecteur Si(Li). D'après cette simulation, il apparaît qu'environ 70 % des particules α émises par la source doivent être détectées dans la diode silicium. Le Tableau 4-4 présente la comparaison entre les tests expérimentaux et la simulation MCNPX. Si le nombre de coups détectés dans la diode

silicium semble légèrement surévalué, l'ordre de grandeur est respecté (écart inférieur à 10 %). Compte tenu des incertitudes, tant au niveau expérimental (distance, activité réelle de la source, etc.) qu'au niveau de la simulation (diamètre actif de la source, diamètre de la diode ...), il apparaît que la diode silicium est capable de mesurer avec une efficacité de détection proche de 100 %.

Tableau 4-4 : estimation de l'efficacité de détection aux α de la diode Si(Li), comparaison à une simulation MCNPX

Grandeur	MCNPX	Expérience
Taux de détection [$\alpha \cdot s^{-1}$]	312	343 \pm 1

Concernant les protons, certains effets doivent être considérés : les réactions nucléaires du proton de recul avec la matière avant d'être détectés dans la diode silicium, l'effet des diffusions multiples qui permet à certains protons de s'échapper du volume de détection, les non linéarités de la réponse du détecteur aux particules fortement ionisantes et enfin les inhomogénéités de la diode, c'est-à-dire les régions insensibles aux particules ionisantes. Ces études ont été menées par différents auteurs, notamment M. Q. Makino et al. [72] qui propose un facteur correctif incluant ces effets en fonction de l'énergie. A titre indicatif, le facteur correctif, noté k_{loss} , pour des protons de 15 MeV est de 0.42 % \pm 0.02 %. Ce facteur correctif dépend de l'énergie de la particule et de la géométrie du détecteur ; il est d'autant plus important que l'énergie des protons est importante (20 % à 150 MeV). Dans la gamme d'énergie de fonctionnement du TPR-CMOS, le phénomène dominant est liée aux interactions du proton en amont de sa détection dans la diode silicium.

4.3.3 Etalonnage en énergie du détecteur

La courbe d'étalonnage de la diode silicium est déterminée via deux méthodes distinctes permettant de couvrir la gamme de fonctionnement du télescope. La première méthode utilise une tri-source alpha d'Am-pm-Cm dont les émissions alphas sont connues avec précision. La deuxième méthode consiste à irradier le télescope à l'aide d'un faisceau de protons dont l'énergie est connue. Cette méthode a été utilisée pour obtenir deux points d'étalonnage à haute énergie. Si les incertitudes ont été déterminées afin d'obtenir la droite d'étalonnage, elles ne seront pas détaillées dans cette section mais dans le chapitre 6 dédié aux incertitudes de mesures.

Etalonnage de la diode à basse énergie autour de 5 MeV

Les points à basse énergies sont obtenus à l'aide de la tri source alpha émettant trois pics aux énergies : 5.804 MeV, 5.485 MeV et 5.156 MeV. Les pertes d'énergie des particules alphas sont évaluées à partir du logiciel TRIM. Cette simulation prend en compte les pertes d'énergie entre la source et la diode silicium dans l'air ainsi que la couche d'Or en face avant de la diode, équivalent à 2000 angström de silicium.

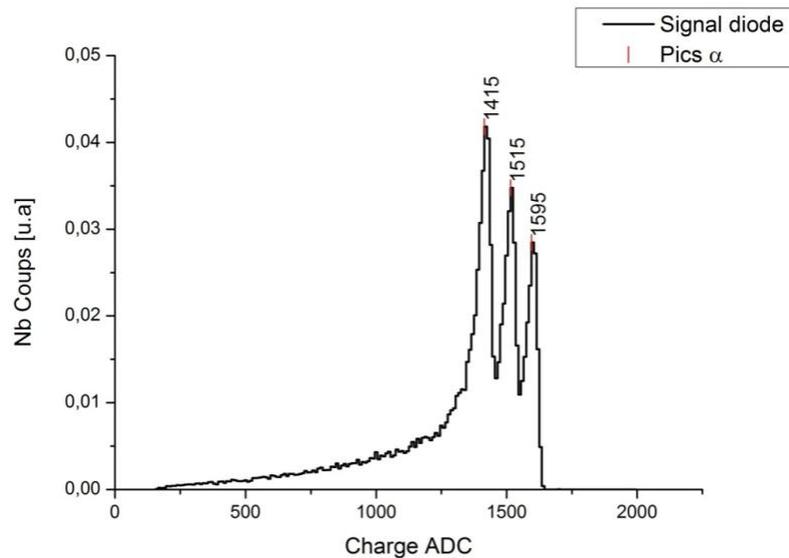


Figure 4-12 : Distribution des signaux des particules alpha émises par une tri source d'Am-Pm-Cm dans la diode silicium

A l'issue du calcul des pertes d'énergie en amont de la diode, les particules alphas ont les énergies suivantes : $E_1 = 5.604 \text{ MeV}$, $E_2 = 5.277 \text{ MeV}$ et $E_3 = 4.939 \text{ MeV}$. L'obtention de ces trois points de référence est utilisée pour la détermination de l'énergie des particules autour de 5 MeV, la stabilité de l'étalonnage étant assuré par un système de régulation de la température à $T = 20 \pm 1^\circ$.

Etalonnage de la diode aux énergies supérieures à 5 MeV

Deux points de référence additionnels ont été obtenus à l'aide d'un faisceau de protons d'énergies respectives 10 et 16.4 MeV. Les faisceaux de protons ont été produits sur les installations du PTB en Allemagne [98] à l'aide d'un cyclotron TCC-CV28. Le dédoublement de la ligne faisceaux permet d'obtenir en parallèle un faisceau de référence et un faisceau de travail dirigé vers le TPR-CMOS - Figure 4-13.

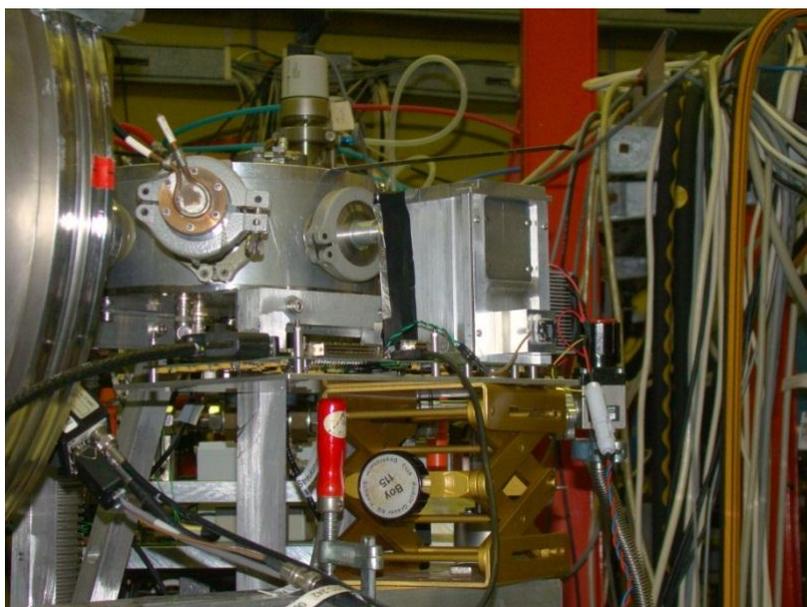


Figure 4-13 : Dispositif expérimental pour l'étalonnage de la diode silicium sur les installations du PTB

Les calculs des pertes d'énergie des protons lors de la traversée du CMOS ont été estimés par simulation TRIM, les épaisseurs de matière traversée prennent en compte la mesure des épaisseurs des capteurs CMOS réalisée précédemment à savoir $e_1 = 53 \mu m$, $e_2 = 55 \mu m$ et $e_3 = 77 \mu m$. En addition, une fine feuille d'aluminium de $11 \mu m$ a été placée en face avant afin d'isoler l'instrument de la lumière. La simulation TRIM fournit comme énergie de référence en face avant de la diode silicium : $E_4 = 8.179 MeV$ et $E_5 = 15.213 MeV$ (au lieu de 10 et 16.4 MeV).

Détermination de la droite d'étalonnage

A partir des points expérimentaux, un ajustement linéaire est réalisé par le biais de la fonction *fit* de l'environnement ROOT. Une minimisation des paramètres θ_i de la droite qui s'approchent aux plus près des points expérimentaux x_i^{exp} est alors effectuée. Le résultat de l'ajustement linéaire est présenté dans la Figure 4-14, les barres d'incertitudes U_{x_i} sont prises en compte dans l'ajustement mais ne seront pas détaillées dans cette section. Le paramètre du χ^2/ndf est calculé afin de fournir un paramètre quantitatif sur la précision de l'ajustement :

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_i^{exp} - x_i^{mod}}{U_{x_i}} \right)^2 \quad 4-2$$

La condition de minimisation est donnée par $d\chi^2/d\theta_i = 0$. Un χ^2 proche de 1 est synonyme d'un ajustement quasi parfait.

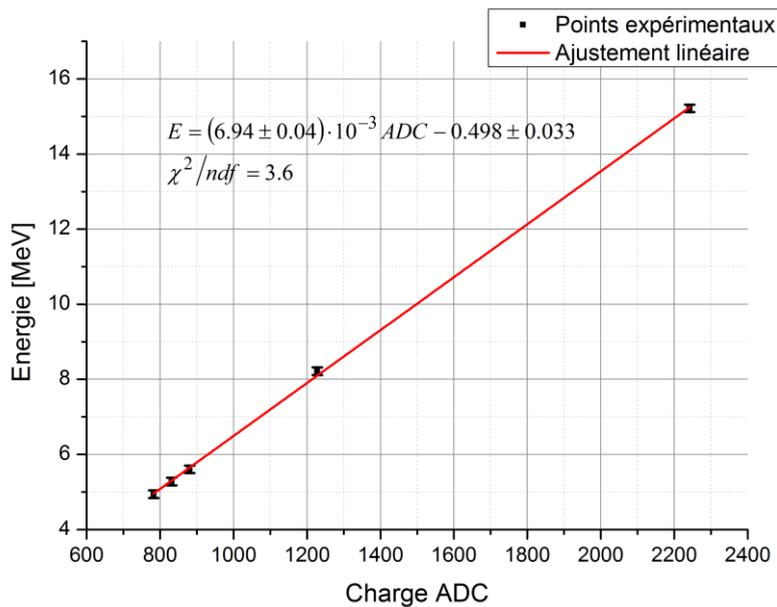


Figure 4-14 : Droite d'étalonnage de la diode silicium obtenue à partir de cinq points expérimentaux de 5 à 16.4 MeV

D'après cette figure, la courbe d'étalonnage obtenue à partir des points expérimentaux s'ajuste de manière très satisfaisante par rapport à une régression linéaire $\chi^2/ndf = 3.6$, ce qui démontre la linéarité de la réponse sur la gamme d'énergie du télescope. Ce résultat garantit un étalonnage fiable et reproductible au cours du temps. Il permet ainsi une mesure de l'énergie résiduelle avec une incertitude modérée de $0.04/6.94$ soit environ 0.6%.

4.4 Caractérisation du télescope complet

L'objectif de cette section est d'identifier et de quantifier les performances du TPR-CMOS en ce qui concerne la mesure d'un flux de protons. L'installation macro faisceau du PTB a été utilisée pour cette expérience, deux énergies ont été testées : 10.0 MeV et 16.4 MeV.

4.4.1 Référence du flux de neutrons

La taille du faisceau de protons est évaluée à 2 mm, centré sur les capteurs CMOS. La référence utilisée pour cette expérience est un détecteur silicium placé de manière symétrique par rapport au télescope, c'est-à-dire à 45° du faisceau de proton. En plus du flux de protons direct, une pollution à basse énergie a été observée. Cette pollution est composée de particules de nature différentes comme des protons diffusés par la ligne faisceau, des photoélectrons ou encore des désintégrations bêta provenant de l'activation des matériaux de l'accélérateur. Le spectre enregistré par le détecteur silicium de référence est présenté dans la Figure 4-15.

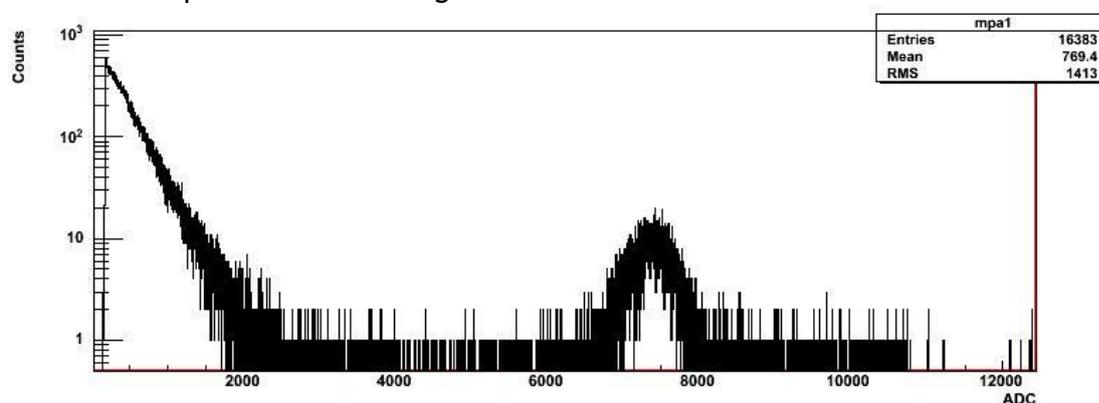


Figure 4-15 : Distribution en énergie des particules détectées par l'instrument de référence du PTB, pour un faisceau de proton de 10 MeV

D'après la Figure 4-15, le bruit de fond est concentré dans les basses énergies, à moins de 3 MeV. Parmi ces pollutions, seuls les électrons sont susceptibles de provoquer une perturbation lors de l'estimation du flux dans le télescope. En effet, les protons de 3 MeV constituant le bruit de fond ne sont pas assez énergétiques pour traverser les trois couches de silicium des capteurs CMOS et la diode. Néanmoins, une discrimination entre les électrons et les protons directs est possible par le biais d'une analyse de l'énergie déposée dans les capteurs CMOS (Cf. section 4.2.3). Le Tableau 4-5 fournit la référence pour le flux de proton attendu dans le télescope.

Tableau 4-5 : Flux de protons attendus dans le TPR-CMOS d'après les mesures de références effectuées par le PTB pour deux énergie des protons.

Energie des protons [MeV]	Temps d'irradiation [s]	Flux de protons référence [cps.s ⁻¹]	Flux de protons attendu dans le TPR-CMOS [cps.s ⁻¹]
10.0	1427	8.5	13.3
16.4	1411	10.2	16.0

Malheureusement, la précision sur ces mesures est assez faible, notamment du au fait que la procédure d'évaluation du nombre de protons attribués au faisceau de protons incidents est assez complexe, la délimitation du pic de protons directs est alors assez floue et induit une incertitude non négligeable. De plus, le rapport entre la référence donnée par le détecteur Si et le flux de protons attendu en face avant du télescope est évalué à

1.57 ± 0.03 . En conséquence, les incertitudes totales associées à la mesure du flux de référence sont évaluées entre 5 et 6 %.

4.4.2 Mesure du flux de protons par le TPR-CMOS

Deux méthodes peuvent être envisagées pour la mesure du flux de protons incidents sur le télescope, d'une part une mesure directe par le détecteur Si(Li) placé en fin de télescope et d'autre part une mesure des traces en coïncidences dans les trois capteurs CMOS et la diode Si(Li). Si la première méthode peut être vue comme une mesure équivalente à celle réalisée par le PTB pour obtenir le flux de référence, la seconde méthode permet d'estimer l'efficacité globale de détection des protons du TPR-CMOS, en regard des mesures de références réalisées au préalable.

Détection des protons par la diode Si(Li) du télescope

Le télescope utilise une diode Si(Li) pour mesurer l'énergie résiduelle des protons de recul. Le signal dans cette diode peut être utilisé comme une référence pour la mesure du flux de protons et comparé à la référence donnée par le détecteur PTB.

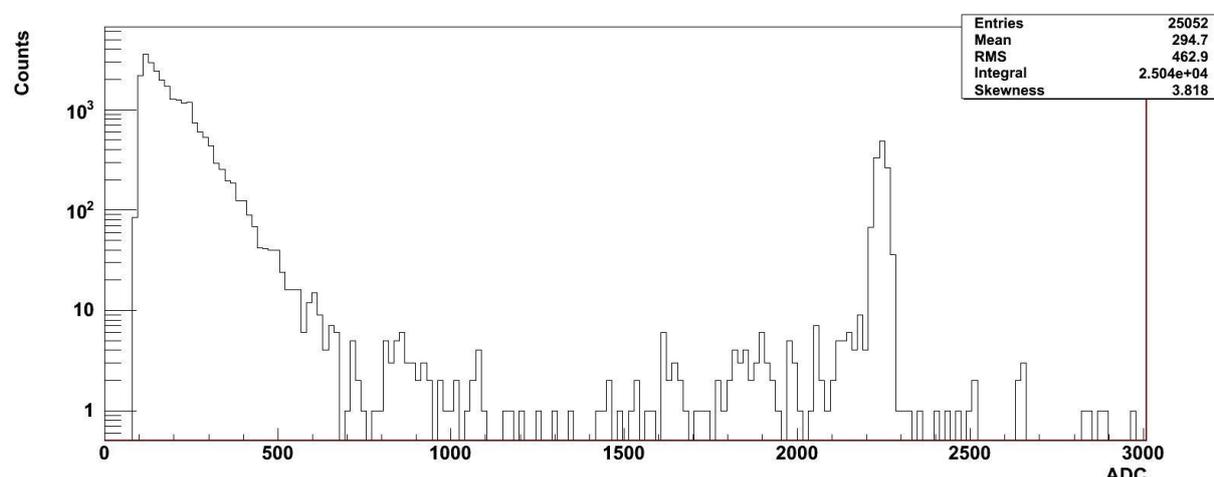


Figure 4-16 : Distribution en énergie des particules mesurées dans le détecteur Si(Li) du TPR-CMOS pour un faisceau de protons de 16.4 MeV

La Figure 4-16 indique qu'un bruit de fond à basse énergie est mesuré par le détecteur silicium, en bon accord avec les mesures de référence du PTB. Ce bruit de fond peut facilement être discriminé du signal des protons, grâce à l'information sur l'énergie déposée dans les CMOS (Cf. section 4.2.3), situé entre 2000 ADC et 2500 ADC. Les résultats, en termes de flux de protons, sont présentés pour 10.0 et 16.4 MeV dans le Tableau 4-6.

Tableau 4-6 : Comparaison des mesures réalisées par la diode Si(Li) du TPR-CMOS par rapport aux mesures réalisées par le PTB

Energie des protons [MeV]	Temps d'irradiation [s]	Flux de protons TPR-CMOS [cps.s ⁻¹]	Ratio TPR-CMOS/PTB [%]
10.0	906	13.1	98 %
16.4	325	14.9	93 %

Le très bon accord entre la mesure de référence du détecteur du PTB et la diode Si(Li) du TPR-CMOS indique que cette dernière peut être utilisée comme référence du flux de protons incident sur le télescope. Néanmoins, des incertitudes importantes doivent être soulignées sur cette mesure, ceci pour les mêmes raisons que pour le détecteur du PTB (sélection des événements dans le pic de protons, incertitudes statistiques etc.)

Mesure des traces en coïncidences

Les traces en coïncidence obtenues dans le TPR-CMOS sont validées comme de bons événements si l'énergie déposée dans chacun des trois capteurs CMOS est plus grande que 35 keV dans la couche épitaxiale. Cette limite est nécessaire pour distinguer le bruit de fond par rapport aux protons. Une trace est composée d'un impact dans chaque CMOS et d'une mesure d'énergie résiduelle dans la diode Si(Li). Le programme d'analyse des données évalue l'énergie du proton incident en entrée du télescope en prenant en compte selon la mesure de l'énergie résiduelle dans le détecteur silicium et les pertes d'énergie dans les capteurs CMOS, comme détaillé dans la section 2.5. L'angle de diffusion de la trace reconstruite est également étudié afin d'obtenir une valeur quantitative pour les diffusions multiples du proton lors de sa traversée des capteurs CMOS - voir Figure 4-18.

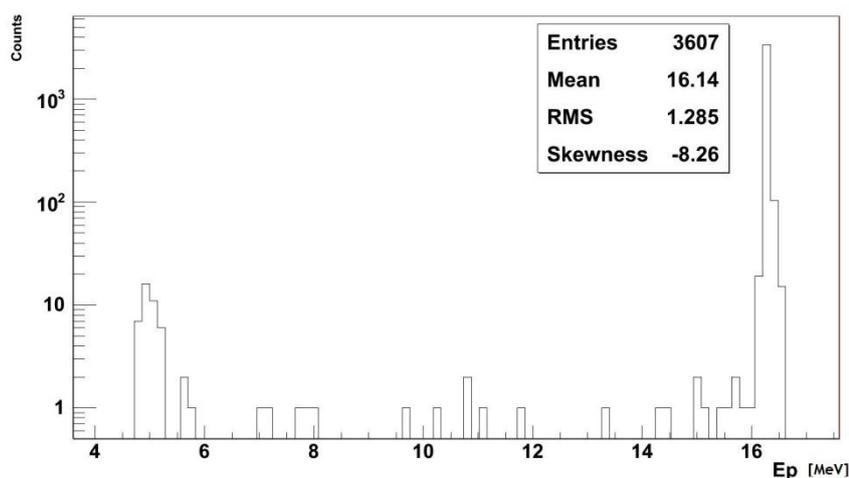


Figure 4-17 : Reconstruction de l'énergie des protons en face avant du télescope, pour une énergie attendue de 16.4 MeV.

La Figure 4-17 présente la distribution en énergie mesurée dans le détecteur Si(Li). La part la plus importante du signal est due aux protons incidents de 16.4 MeV (plus de 95%). En outre, quelques événements à basse énergie sont également enregistrés. De manière plus précise, trois catégories d'événements peuvent être distinguées : la première catégorie est constituée d'événements présentant une charge ADC déposée dans les capteurs CMOS comprise entre 1000 et 3500 : ces événements sont des protons incidents bien reconstruits. Une seconde catégorie d'événements est liée aux protons de basse énergie située entre 12 et 2 MeV avec une charge d'ADC entre 3000 et 8000 ADC : ces événements sont dus aux protons ayant subi des diffusions dans la ligne faisceau, dans la feuille d'aluminium et dans les capteurs CMOS. La dernière catégorie d'événements représente les protons d'énergie inférieure à 2 MeV, mais ayant une signature énergétique dans les capteurs CMOS compatible avec des protons de 15 MeV : ces événements sont complexes à identifier mais peuvent être considérés comme de bons événements pour l'évaluation du flux de protons. Finalement, le flux de protons estimé par les traces en coïncidence s'approche à 93 et 94 % par rapport aux références du PTB. Ce résultat, à nuancer compte tenu des incertitudes de mesures, indique que le dispositif TPR-CMOS présente une efficacité de détection proche de 100 % vis-à-vis de protons de quelques MeV.

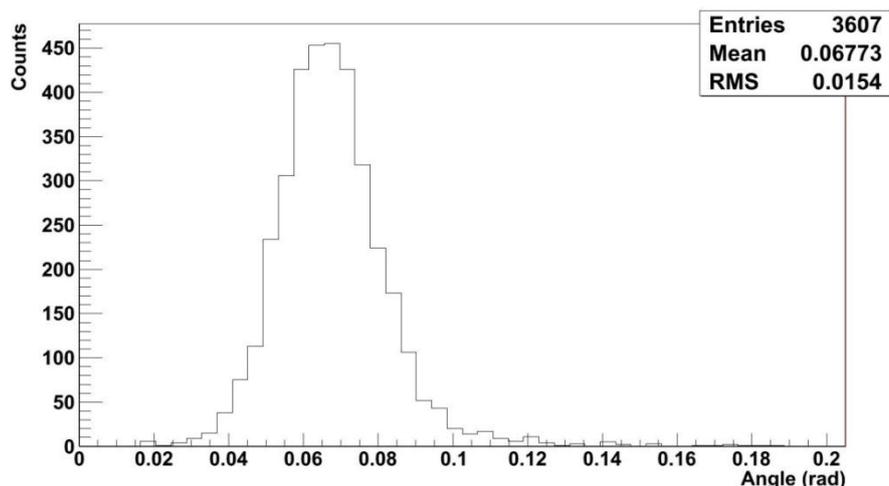


Figure 4-18 : Angle de diffusion des protons évalué à l'aide de l'estimateur θ_{12} pour des protons de 16.4 MeV

L'angle de dispersion reconstruit est présenté sur la Figure 4-18, conformément aux prédictions, les protons sont détectés avec un angle proche de zéro degré (68 *mrad*). La déviation angulaire observée des protons est imputable aux diffusions multiples dans la feuille d'aluminium placée en entrée du détecteur et dans les capteurs CMOS. Cette déviation est évaluée à 25 *mrad* pour chaque capteur CMOS.

Conclusion

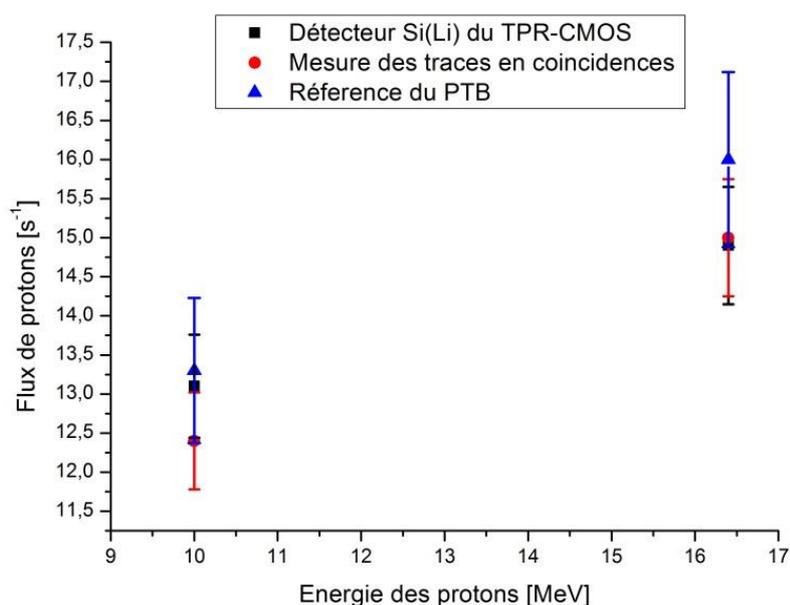


Figure 4-19 : Résumé de l'expérience menée au PTB concernant le flux de protons à 10 et 16.4 MeV. Les barres d'erreur sont estimées à 5 % pour le TPR-CMOS.

Cette expérience a montré un très bon accord pour la mesure de flux de protons à l'aide du TPR-CMOS comparée aux mesures de référence fournies par le laboratoire PTB - Figure 4-19. Un des points importants à souligner durant cette campagne expérimentale est l'existence d'incertitudes importantes, que ce soit pour les mesures de références ou les mesures réalisées par le TPR-CMOS. Cette limitation peut expliquer les contradictions

observées pendant les expériences, plus particulièrement, les fluctuations du flux de protons et la procédure mise en place pour son évaluation.

Malgré cette limitation, l'expérience indique que les capteurs CMOS sont parfaitement appropriés pour la détection de protons autour de quelques MeV, avec une efficacité de détection proche de 100 %. Le programme d'analyse de données mis en place a démontré sa capacité à reconstruire les paramètres d'intérêt des faisceaux produits, que ce soit au niveau de l'énergie des protons ou au niveau de leurs flux, exception faite de quelques événements à faible énergie. Puisque les neutrons rapides sont détectables par des protons de recul, cette expérience ouvre ainsi la voie à la spectrométrie des champs neutroniques par le TPR-CMOS. Le chapitre suivant de cette thèse y est consacré.

5 Caractérisations de champs neutroniques avec le TPR-CMOS

5.1.1	L'installation AMANDE	124
5.1.2	Les détecteurs de référence.....	125
5.1.3	Préambule aux mesures expérimentales	125
5.1.4	Alignement relatif des capteurs CMOS	126
	Mise en évidence du phénomène	126
	Procédure de correction	127
	Validation de la procédure de correction	128
5.2	Analyse des données expérimentales.....	129
5.2.1	Description du programme d'analyse	129
5.2.2	Les critères de sélection retenus.....	130
	Distribution en énergie des événements sans application de filtres additionnels..	130
	Distribution de l'énergie résiduelle des particules dans la diode Si(Li).....	130
	Estimation de l'énergie des neutrons	131
	Linéarité de la trajectoire	131
	Restriction du χ^2 de la trace	132
	Limitation des diffusions multiples dans les capteurs CMOS.....	132
	Cohérence de la signature énergétique des particules dans les capteurs CMOS....	133
	Distribution en énergie des événements après application de filtres additionnels	133
	Estimation de l'énergie des neutrons	133
	Restriction de l'ouverture angulaire	134
5.3	Caractérisation de champs neutroniques mono-énergétiques	135
5.3.1	Détermination de l'énergie des champs neutroniques.....	135
	Mesure dans la gamme en énergie du TPR-CMOS.....	135
	Résolution du TPR-CMOS à une énergie fixée.....	137
5.3.2	Distribution en énergie de la fluence des champs neutroniques	138
	Protocole expérimental	138
	Distribution en énergie de la fluence d'un champ mono-énergétique	138
	Distribution en énergie de la fluence d'un champ multi-énergétique	140
5.4	Caractérisation de champs étendus.....	141
5.4.1	L'installation CEZANE.....	142
5.4.2	Spectrométrie de la source d'AmBe de l'installation CEZANE	142
5.5	Conclusion sur les mesures expérimentales	143

La caractérisation des étages de détection du TPR-CMOS décrite dans le chapitre précédent était un préalable indispensable à des mesures auprès de champs neutroniques. Dans ce chapitre seront exploitées les campagnes de mesures expérimentales réalisées au cours de la thèse. Une dizaine de campagnes expérimentales ont été réalisées aussi bien en champs neutroniques mono-énergétiques qu'en champs étendus. Ces campagnes de mesures ont été menées sur les installations (AMANDE et CEZANE) du LMDN [99] (Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons) de l'IRSN, implanté sur le site de Cadarache.

5.1.1 L'installation AMANDE

Les tests de fonctionnement du TPR-CMOS ont été réalisés sur les installations du LMDN au cours de dix semaines d'irradiation (trois semaines par an). Ces expériences ont permis de valider le fonctionnement du télescope et d'estimer les performances du détecteur en tant que spectromètre. Lors de chaque mesure, des détecteurs de références ont été utilisés afin de servir de point de comparaison avec le TPR-CMOS.

En ce qui concerne les tests en champs mono-énergétiques, le TPR-CMOS a été testé sur l'installation AMANDE (Accélérateur dédié à la Métrologie Appliquée aux Neutrons et à la Dosimétrie Externe). Les tests en champs étendus ont pour leur part été menés sur l'installation CEZANE (Centre d'Etalonnage et Zone Accrédité NEutrons).

L'installation AMANDE [55] est située sur le site de Cadarache à proximité de l'installation CEZANE. L'installation (32 m de long, 20 m de large, et 15 m de hauteur) abrite deux zones distinctes : une première zone en béton où se situe l'accélérateur et une zone de pilotage (protégée par des murs en béton de 40 cm d'épaisseur) ; la seconde zone constitue le hall d'irradiation entouré de parois métalliques. La zone expérimentale est située à 6 m du sol. Le positionnement des détecteurs par rapport à la cible produisant les neutrons est assuré par des bras mobiles robotisés qui permettent le placement du détecteur à la distance et à l'angle désiré par l'expérimentateur par rapport à la direction de la ligne accélératrice.

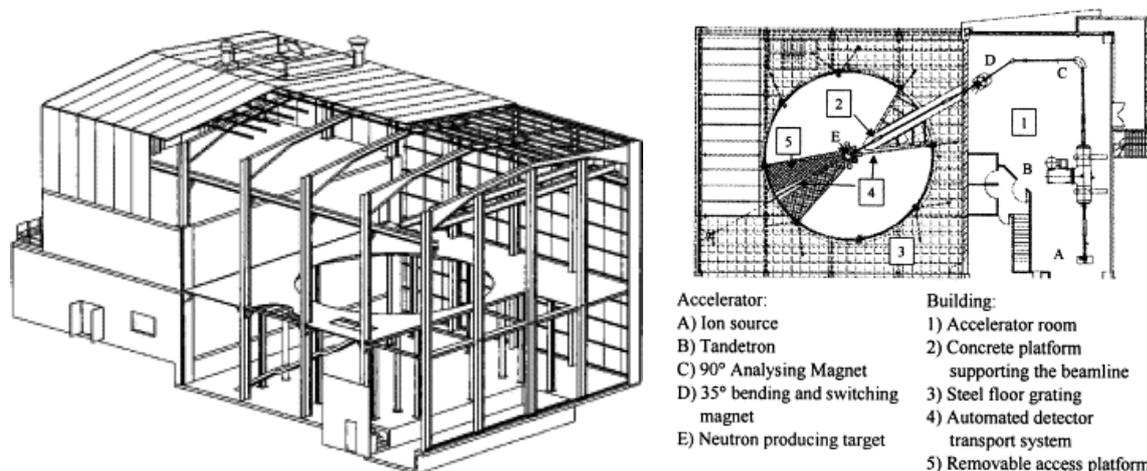


Figure 5-1 : a) Vue en coupe du bâtiment AMANDE et b) Architecture de l'installation AMANDE. Accélérateur : (A) source d'ions, (B) Tandetron, (C) aimant à 90°, (D) Aimant de déviation à 35°, (E) cible produisant les neutrons. Bâtiment : (1) Hall d'irradiation, (2) Support en béton, (3) caillebotis métallique, (4) bras mobiles et (5) Accès à la plateforme.

Le choix de parois métalliques plutôt que de mur en béton [100] permet de diminuer d'un facteur deux à trois le flux des neutrons diffusés par les murs, neutrons qui perturbent le signal enregistré dans les détecteurs.

L'accélérateur utilisé dans l'installation AMANDE est un accélérateur Cockroft-Walton à tension continue de 2 MV de type Tandetron commercialisé par la société HVEE (High Voltage Engineering Europa). L'accélération des particules (protons ou deutons) se fait en deux étapes : une première accélération des ions négatifs jusqu'à deux MV et une deuxième accélération après épluchage des ions négatifs. Finalement, les ions peuvent être accélérés jusqu'à un maximum de 4 MeV. Le placement d'une cible adaptée en bout de ligne permet la production de champs neutroniques. Les principales réactions accessibles dans la gamme 2 keV-20 MeV ont été détaillées dans le Tableau 1-4. Les caractéristiques des faisceaux produits par l'installation AMANDE sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau 5-1 : Caractéristiques de l'installation AMANDE

	Mode continu	Mode pulsé
Intensité du courant	0.1-50 μ A	0.1- 8 μ A
Stabilité du courant	<1%	<3%
Energie des particules	0.1 – 4 MeV	0.1 – 4 MeV
Stabilité en énergie	< 500 eV	< 700 eV
Résolution en énergie	<1 keV	< 3keV
Reproductibilité en énergie	< 1 keV	< 3keV

En outre, les très bonnes performances de l'accélérateur permettent la production de champs neutroniques mono-énergétiques dédiés à des activités de métrologie.

5.1.2 Les détecteurs de référence

En parallèle aux mesures réalisées par le TPR-CMOS, trois types d'instruments sont utilisés comme détecteurs de comparaison pour les mesures de l'énergie des neutrons, de la fluence neutronique et de la stabilité du faisceau :

- un scintillateur liquide de type BC501A [101], décrit en détail dans la section 1.3.2. Ce spectromètre mesure l'énergie des neutrons dans la gamme allant de 1 à 20 MeV dont les incertitudes de mesures sont de l'ordre de 3 % pour la mesure de l'énergie et de la fluence neutronique. Ce détecteur est utilisé en coïncidence avec des mesures du TPR-CMOS et les résultats en termes de reconstruction de l'énergie des deux détecteurs sont comparés entre eux. Lorsque le champ n'est pas strictement mono-énergétique, ce détecteur est également utilisé pour les mesures de fluence.
- la mesure de fluence est assurée par un détecteur de type Long Compteur [43] [44] dont la réponse en fluence est parfaitement caractérisée. Puisque ce détecteur ne permet pas de mesurer l'énergie des neutrons, il n'est utilisé que lorsque le champ neutronique est très proche d'un champ mono-énergétique.
- le monitoring du flux de neutrons est assuré par deux moniteurs de type De Pangher [102] placés à 20° et 100° par rapport à la ligne accélératrice. Ils sont constitués d'un détecteur de neutron thermique (helium-3) entouré d'une enceinte modératrice (polyéthylène). Le nombre de coups M_1 enregistré par le moniteur placé à 20° est utilisé pour vérifier la stabilité du champ neutronique au cours d'une expérience. Ce nombre M_1 sert également, pour toutes les mesures réalisées, de points de raccord entre les mesures réalisées avec les différents détecteurs.

5.1.3 Préambule aux mesures expérimentales

Avant toute mesure expérimentale à l'aide du TPR-CMOS, plusieurs actions sont nécessaires afin de se placer dans des conditions expérimentales optimales :

- Etape 1 : Positionnement du détecteur.

L'alignement dans les trois directions du détecteur par rapport à la ligne accélératrice est assuré par laser avec une précision de l'ordre de 0.5 mm. La distance cible-face avant est également mesurée avec une précision de l'ordre de 0.5 mm.

- Etape 2 : Mesures de référence en fluence.
La référence en fluence Φ_{ref} est effectuée à l'aide du Long Compteur à la même position par rapport à la cible que le TPR-CMOS
- Etape 3 : Etalonnage du TPR-CMOS.
Une correction de la droite d'étalonnage, pré-établie, est effectuée avant chaque utilisation du TPR-CMOS (après stabilisation en température à l'aide du système à effet Peltier). L'ajustement de l'étalonnage est réalisé avec une tri source alpha d'Am-Pu-Cm (Cf section 4.3.3).
- Etape 4 : Détermination du bruit de fond.
Le bruit de fond est identifié en réalisant une mesure du champ neutronique à caractériser en l'absence de convertisseur. De cette manière, les événements enregistrés par le TPR-CMOS dans les capteurs CMOS et la diode Si(Li) sont directement imputables soit à des pollutions provenant des éléments du TPR-CMOS (Cf section 3.3) soit, et dans une moindre mesure, à des particules provenant de l'environnement (photons, neutrons diffusés etc.)

Une fois ces quatre étapes réalisées, la mesure du champ neutronique peut être faite. Les conditions expérimentales (distance cible-détecteur, épaisseur de convertisseur, angle entre la ligne accélératrice et le détecteur) dépendent de la précision souhaitée sur l'énergie et la fluence des champs neutroniques à mesurer. Les conditions expérimentales spécifiques seront mentionnées dans la suite du document chaque fois que cela est nécessaire.

5.1.4 Alignement relatif des capteurs CMOS

L'alignement des capteurs CMOS agit sur différents aspects de la reconstruction :

- La reconstruction de l'angle d'émission du proton de recul
- Le χ^2 des traces observées
- L'estimation de l'énergie du champ neutronique
- L'efficacité de détection du télescope

Il s'agit donc de quantifier le désalignement relatif des capteurs CMOS entre eux et, le cas échéant, de valider par simulation le désalignement observé expérimentalement pour ensuite appliquer les facteurs correctifs adéquats.

Mise en évidence du phénomène

L'étude des impacts des particules dans les capteurs de positions permet de mettre en évidence l'alignement initial des capteurs CMOS. En effet, l'étude des différences $\Delta_Y = P_2^Y - P_1^X$ en fonction de $\Delta_X = P_2^X - P_1^X$, où (P_i^X, P_i^Y) sont les impacts dans le plan i (Cf. Figure 5-2) indique que, en moyenne, les impacts ne sont pas centrés en (0,0). En effet, même si le phénomène de diffusions multiples dévie le proton de recul, en moyenne, les coordonnées du proton dans les capteurs CMOS doivent être sensiblement identiques. Par conséquent, la différence des deux coordonnées entre deux plans CMOS serait quasi nul si l'alignement mécanique était parfait. Ce n'est pas ce qu'indique la Figure 5-2, le désalignement relatif des capteurs CMOS est donc à corriger.

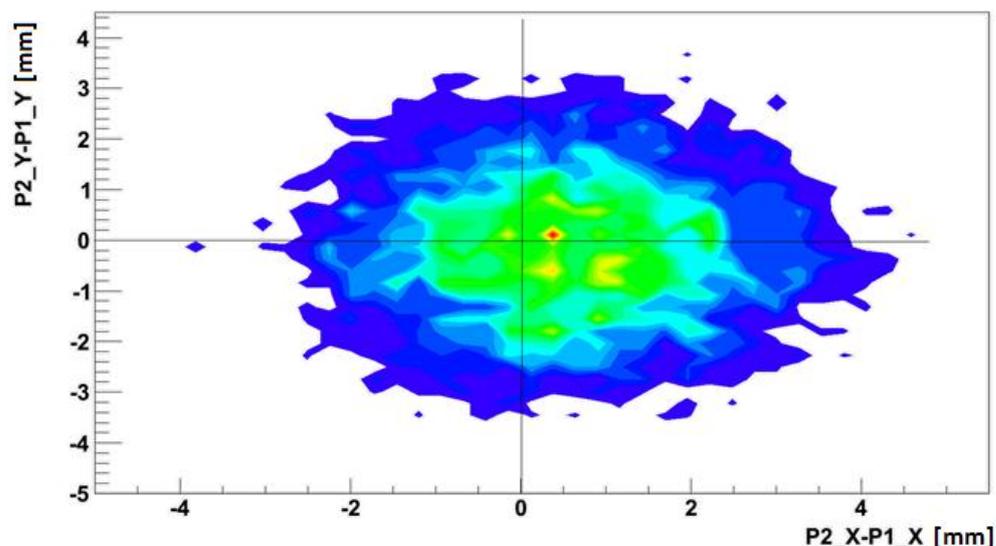


Figure 5-2 : Distribution spatiale des impacts du proton de recul dans les deux premiers capteurs CMOS : Δ_Y en fonction de Δ_X

Ce désalignement se retrouve également lors de la comparaison de deux estimateurs de l'angle d'émission, par exemple $\theta_{13} - \theta_{12}$. De la même manière que pour les coordonnées, et pour les mêmes raisons, cette différence doit être de moyenne nulle et l'écart type de la distribution doit représenter les diffusions multiples du proton de recul entre les capteurs de positions considérés. Comme le montre la Figure 5-3, une asymétrie de la distribution est observée, avec de plus une moyenne non nulle (légèrement négative dans l'exemple présenté ici).

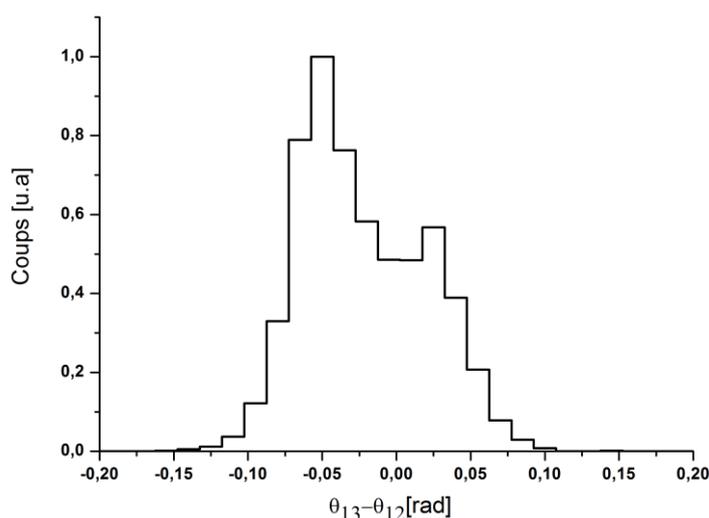


Figure 5-3 : Différence entre deux estimateurs de l'angle d'émission : $\theta_{13} - \theta_{12}$

Procédure de correction

L'étude complète sur l'ensemble des capteurs CMOS fournit une estimation de l'alignement relatif de deux capteurs par rapport au troisième considéré comme référence. Ce choix, purement arbitraire, est sans influence sur la suite de la procédure. Dans l'exemple présenté ici, le capteur CMOS 3 est considéré comme la référence, les

résultats sont fournis dans le Tableau 5-2. A partir de ce tableau les facteurs correctifs (δ_i^X, δ_i^Y) pour chaque capteur CMOS sont évalués.

Tableau 5-2 : désalignement relatif des capteurs CMOS 1 et 2 par rapport au troisième.

Axes	CMOS 1	CMOS 2	CMOS 3
X	-0.41 mm	+ 0.16 mm	Ref.
Y	+0.13 mm	+ 0.04 mm	Ref.

D'après ce tableau, le désalignement initial des capteurs est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres. A partir de ce constat, une procédure corrective peut être mise en place afin d'aligner, de manière logicielle, les capteurs CMOS. Il s'agit alors de modifier dans le PAD les coordonnées (P_i^X, P_i^Y) dans le plan CMOS i , en ajoutant le facteur correctif. Les changements de variable à réaliser sont les suivants :

$$P_i^X \rightarrow P_i^X + \delta_i^X \text{ et } P_i^Y \rightarrow P_i^Y + \delta_i^Y$$

Validation de la procédure de correction

La validation de la procédure de correction est réalisée sous MCNPX. Dans cette étude, une simulation réaliste de l'expérience a été mise en place. Le désalignement relatif observé (Cf. Tableau 5-2) lors de la campagne de mesures a été reproduit dans la simulation. L'objectif est alors de reproduire la dissymétrie observée lors de la comparaison des estimateurs de l'angle d'émission (Figure 5-3). Les résultats sont présentés dans la Figure 5-4.

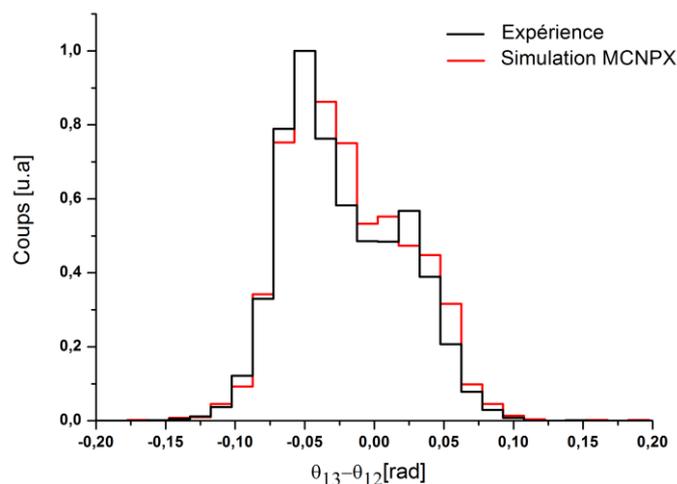


Figure 5-4: Comparaison du désalignement des capteurs CMOS dans l'expérience et la simulation MCNPX, visualisation de la différence $\theta_{13} - \theta_{12}$

Le très bon accord observé entre l'expérience et la simulation permet de valider la méthode de réalignement. Bien que les résultats ne soient pas parfaits, la procédure de correction peut être appliquée aux données expérimentales et ainsi permettre une mesure corrigée du biais particulier introduit par un désalignement éventuel.

Dans une étape de post-traitement, le désalignement relatif des capteurs CMOS peut être corrigé. Les résultats présentés sur la Figure 5-5 démontrent l'efficacité de la correction. Les données expérimentales indiquent désormais une distribution de $\theta_{13} - \theta_{12}$ de moyenne

nulle et d'écart type de l'ordre de 25 *mrad* compatible avec les valeurs estimées par simulation MCNPX, et donc attribuable entièrement aux diffusions multiples.

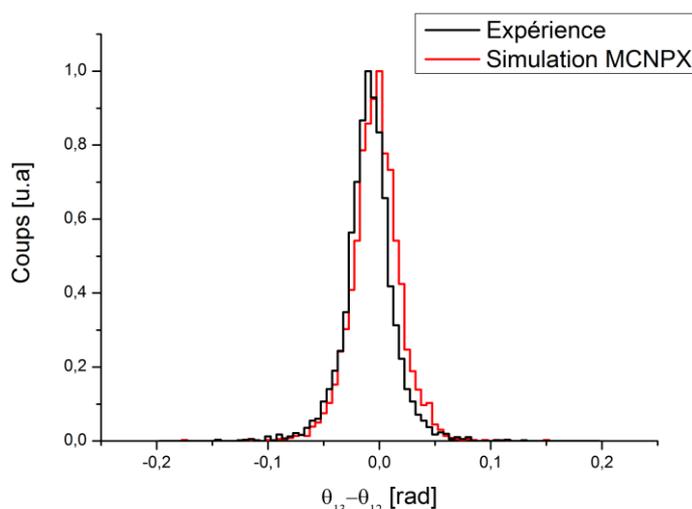


Figure 5-5 : Distributions après application des facteurs correctifs prenant en compte le désalignement des capteurs CMOS

D'autres procédures d'alignement ont été étudiées, par faisceau de proton de haute énergie, ou par laser infrarouge de faible intensité. Ces solutions n'ont pas été retenues pour plusieurs raisons, d'une part à cause de la difficulté d'obtenir un faisceau de protons de haute énergie (supérieur à 40 MeV) de faible intensité et de faible dimension (inférieure au *mm*) et d'autre part à cause du coût important d'un laser infrarouge respectant le cahier des charges (longueur d'onde de 1000 *nm* et puissance inférieure au *mW*), ceci sans garantie de succès.

Ce travail de correction d'alignement a été réalisé pour plusieurs énergies, plus précisément sur le spectre AmBe recommandé par la norme ISO 8529, dont les résultats de mesure seront détaillés dans la suite de ce chapitre.

5.2 Analyse des données expérimentales

L'analyse des données est effectuée à l'aide d'un code d'analyse spécifique, développé au cours de la thèse. Il s'agit d'un programme développé en langage C/C++ et utilisant des fonctions de l'environnement ROOT développé par le CERN. Ce programme a trois fonctions principales : lire les données brutes renvoyées par le TPR-CMOS et identifier des événements en coïncidence dans les étages de détection du TPR-CMOS, reconstruire l'énergie des événements assimilables à des protons de recul, et enfin, stocker les bons événements pour une analyse plus fine de leurs caractéristiques en vue de l'application de critères de sélection.

5.2.1 Description du programme d'analyse

Le programme d'analyse des données (*PAD*) peut être subdivisé en trois blocs effectuant les tâches spécifiques mentionnées ci-dessus. Dans cette section une description succincte du programme sera fournie via le schéma bloc de la Figure 5-6, l'objectif étant d'exposer la méthode retenue pour l'analyse des données ainsi que les spécificités du programme, une description détaillée est fournie en Annexe.

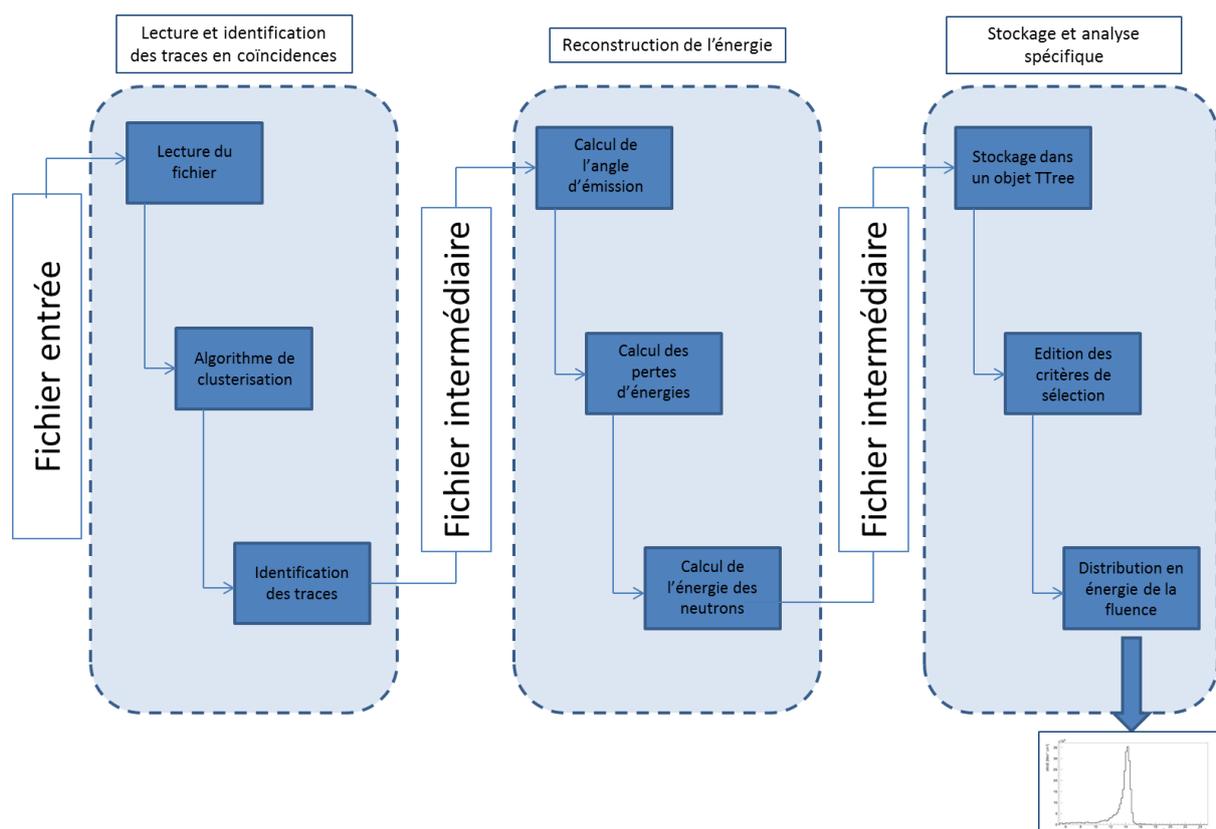


Figure 5-6 : Schéma bloc du programme d'analyse développé pour l'analyse des données expérimentales mesurées par le TPR-CMOS

5.2.2 Les critères de sélection retenus

Outre les critères de coïncidences dans les capteurs CMOS et la diode Si(Li), l'application de filtres supplémentaires est nécessaire afin de discriminer les protons de recul par rapport aux traces fortuites enregistrées pendant une expérience [103]. Dans cette section, la justification des filtres appliqués se fera au travers d'un exemple expérimental particulier dont les conditions initiales sont fixées : l'énergie attendue du champ neutronique est de $E_n = 14.00 \pm 0.35$ MeV, l'épaisseur théorique de convertisseur est fixée à $e_0 = 500$ μm , la distance du TPR-CMOS par rapport à la cible est de $d = 136 \pm 0.05$ cm. Le détecteur est placé à un angle de 98° par rapport à la ligne accélératrice. La justification des critères retenus est apportée par une comparaison avec les résultats obtenus par une simulation MCNPX réalisée dans les mêmes conditions expérimentales.

Distribution en énergie des événements sans application de filtres additionnels

Il s'agit ici d'étudier les distributions en énergie obtenues expérimentalement sans aucun filtre additionnel excepté les coïncidences dans les étages de détection. Cette étude est réalisée en considérant les distributions dans la diode et la reconstruction de l'énergie neutrons. Dans toutes les figures présentées dans cette section, les critères de sélection sont appliqués un à un.

Distribution de l'énergie résiduelle des particules dans la diode Si(Li)

D'après la Figure 5-7, le fait de n'appliquer aucun filtre dans l'analyse des données expérimentales ne permet pas d'approcher la distribution de l'énergie résiduelle déposée par les protons de recul dans la diode silicium. En effet, si l'énergie maximum des protons de recul est identique dans le cas de la simulation et de l'expérience (ce qui indique un

étalonnage correct), la loi de distribution de l'énergie n'est pas comparable entre les deux figures. Cela s'explique par la présence de pollutions présentes dans l'expérience, notamment en dessous de 2 MeV, qui sont largement supérieures en nombre aux traces de protons de recul (Cf section 3.3.3).

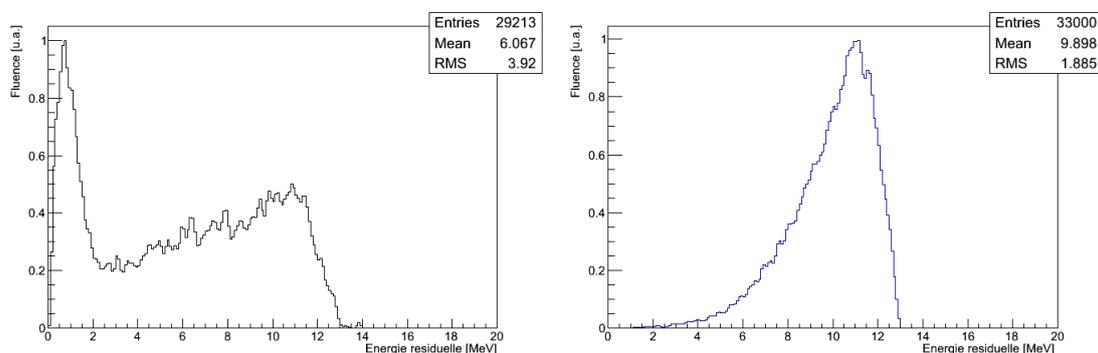


Figure 5-7 : Distributions en énergie dans la diode Si(Li) d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite) sans application de filtre restrictifs

Estimation de l'énergie des neutrons

Par voie de conséquence, l'estimation de l'énergie des neutrons (Cf Figure 5-8) n'est pas satisfaisante puisque les événements parasites, qui ne sont pas des protons de recul, sont pourtant considérées comme tels par le PAD. La procédure de reconstruction de l'énergie est alors biaisée par ces événements. Sans critère de discriminations supplémentaires, l'énergie moyenne de la distribution est de 11.79 MeV expérimentalement alors que le PAD reconstruit, par simulation, le champ neutronique à 14.02 MeV. Bien que la valeur la plus probable de l'énergie du champ soit cohérente, cette reconstruction n'est pas satisfaisante puisqu'elle n'est pas en accord avec les simulations MCNPX et ne permet pas d'identifier un éventuel pic secondaire. La nécessité d'appliquer des critères plus restrictifs prend alors tout son sens.

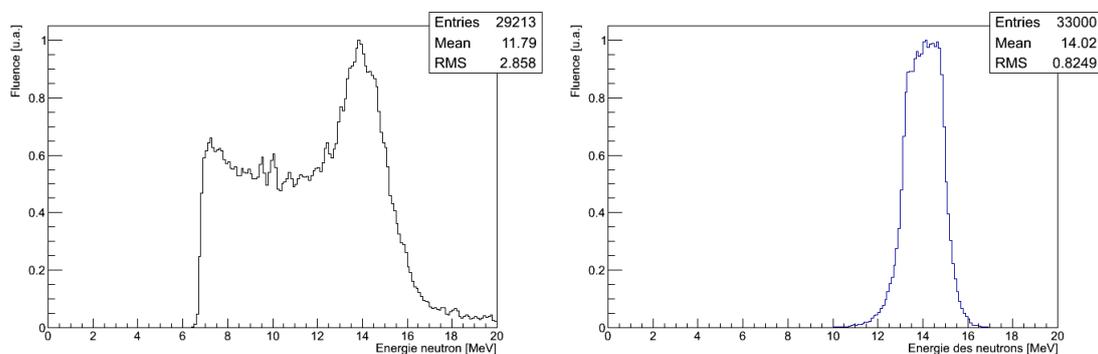


Figure 5-8 : Distributions en énergie des neutrons d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite)

Linéarité de la trajectoire

Le premier levier d'action concerne la linéarité de la trajectoire. En effet, la propagation du proton de recul dans le télescope doit être proche d'une trajectoire linéaire. Afin de s'assurer de la linéarité de la trajectoire, il est possible d'agir, d'une part, sur le χ^2 de l'ajustement linéaire réalisé sur les coordonnées de la trace et, d'autre part, sur les diffusions multiples du proton de recul lorsqu'il traverse les capteurs CMOS.

Restriction du χ^2 de la trace

La Figure 5-9 présente la distribution des χ^2 de l'ajustement linéaire de la trajectoire des particules obtenue par simulation et expérimentalement. D'après cette figure, il apparaît que la gamme des χ^2 accessible dans l'expérience est beaucoup plus étendue que celle obtenue avec MCNPX, qui est limitée à environ 100. Il semble donc raisonnable de penser que les χ^2 supérieures à 100 ne peuvent pas être imputables à des protons de recul. En conséquence, le premier filtre retenu pour la discrimination des bons événements est donc : $\chi^2 < 100$. Ce critère étant appliqué à la fois en projection sur l'axe X et sur l'axe Y, quelle que soit l'énergie des neutrons.

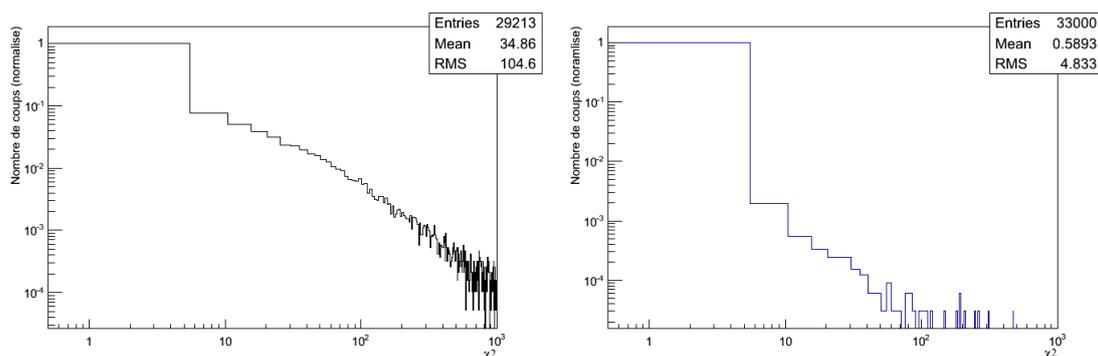


Figure 5-9 : Distributions des χ^2 relatifs à l'ajustement linéaire de la trajectoire en projection sur l'axe Y d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite)

NB : Les statistiques de comptage indiquées dans cette figure ne sont pas identiques dans les simulations MCNPX et lors des mesures expérimentales, elles sont fournies à titre indicatif.

Limitation des diffusions multiples dans les capteurs CMOS

De la même manière, la comparaison des estimateurs de l'angle d'émission entre simulation et expérience est visible sur la Figure 5-10. Le tracé de θ_{12} vs θ_{23} permet, d'une part, de vérifier la corrélation entre les deux estimateurs (la première bissectrice sur les deux figures) et, d'autre part, de visualiser les événements fortuits (le bruit de fond sur la figure de gauche). Par le biais de cette figure, il est possible de mettre au point le deuxième critère de sélection qui consiste à limiter la différence $\theta_{12} - \theta_{23}$ entre les estimateurs de l'angle d'émission. En limitant cette différence à $\theta_{12} - \theta_{23} \leq 25 \text{ mrad}$ (Cf sections 3.4 et 4.4), qui représente les diffusions multiples d'un proton dans le capteur CMOS 2, les traces qui sont au-delà de cette limite sont considérées comme des événements parasites.

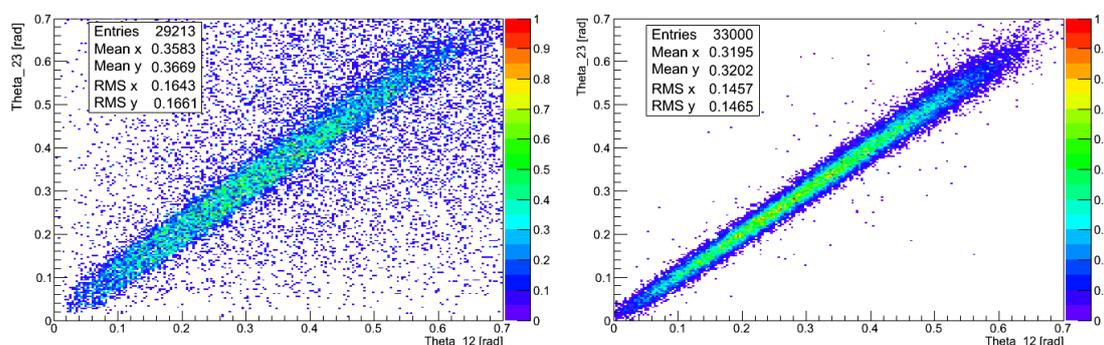


Figure 5-10 : Corrélation entre deux estimateurs de l'angle d'émission (θ_{12} vs θ_{23}) d'après les mesures expérimentales (à gauche) et par simulation MCNPX (à droite)

Cohérence de la signature énergétique des particules dans les capteurs CMOS

La Figure 5-11 fournit, à titre d'exemple, le dépôt d'énergie des particules dans la zone epitaxiale du capteur CMOS 3 en fonction de leur énergie reconstruite en entrée du CMOS. La comparaison des figures de droite et de gauche indique d'une part que les événements correspondants à des protons de recul cèdent au minimum 0.1 MeV dans la zone sensible du capteur CMOS. Si ce dépôt d'énergie Q est inférieur, cela signifie que la particule détectée n'est pas un proton de recul mais plutôt un électron. De plus, d'après la simulation MCNPX (figure de droite), une corrélation forte doit exister entre Q et la reconstruction de l'énergie de la particule. En effet, de manière analogue à un système $\Delta E-E$, plus l'énergie de la particule est faible et plus le dépôt d'énergie de cette particule dans la matière doit être important. Ce dernier point constitue le troisième filtre que l'on peut appliquer pour distinguer les protons de recul des événements parasites.

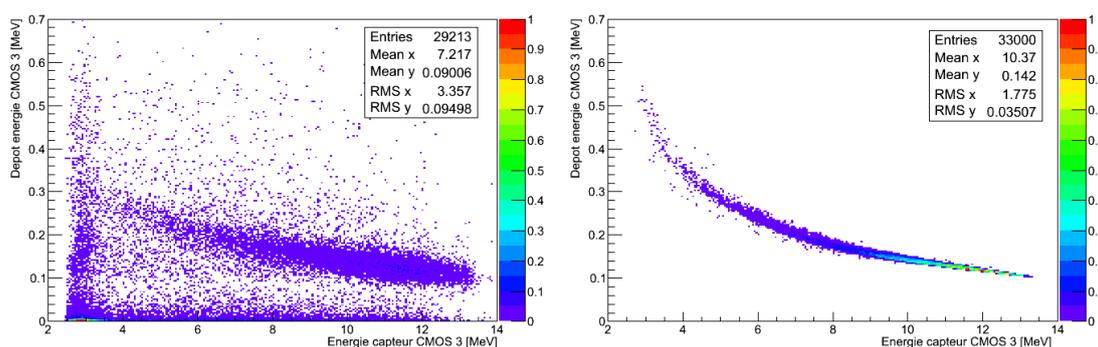


Figure 5-11 : Corrélation entre la reconstruction de l'énergie de la particule en entrée du capteur CMOS 3 et son dépôt d'énergie dans la zone épitaxiale du CMOS 3, d'après des mesures expérimentales (à gauche) et par simulation (à droite).

Dans la pratique, le critère appliqué revient à imposer une dépendance de la charge ADC par cluster en fonction de l'énergie de la particule analogue à celle présentée en Figure 4-7. Cependant, compte tenu de la faible précision de la mesure de charge par les capteurs CMOS (Cf. section 4.2.3), une tolérance autour de cette valeur moyenne est acceptée correspondant à un écart de $\pm 1\sigma$ maximum. Ce critère est appliqué pour les trois capteurs CMOS.

Distribution en énergie des événements après application de filtres additionnelsEstimation de l'énergie des neutrons

Lorsque l'intégralité des filtres évoqués précédemment sont appliqués à la distribution en énergie présentée dans la Figure 5-7, la quasi-totalité des événements parasites observés est éliminée de l'analyse. Dès lors, une estimation fiable de la distribution en énergie des neutrons \widehat{E}_n est possible. Les résultats sont présentés dans la Figure 5-12.

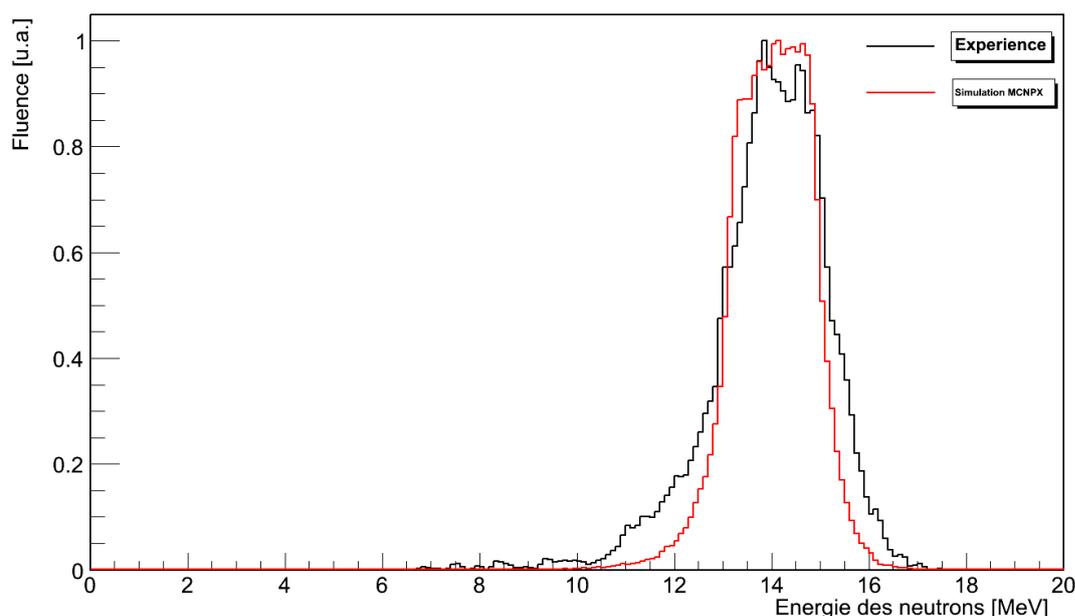


Figure 5-12 : Reconstruction de la distribution en énergie des neutrons par le TPR-CMOS (courbe noire) comparée à la simulation MCNPX (courbe rouge)

L'analyse des caractéristiques des deux distributions est fournie dans le Tableau 5-3, il apparaît que la distribution expérimentale de l'énergie des neutrons est très proche de la simulation MCNPX qui a fait l'hypothèse d'un pic de Dirac à 14 MeV. Il est donc possible de conclure d'un part que le TPR-CMOS est capable d'estimer, avec fiabilité, l'énergie de champs neutroniques (moyennant l'application de filtres de discrimination) et d'autre part que le champ mesuré lors de cette expérience est proche d'un pic de Dirac. La résolution du TPR-CMOS, dans ces conditions expérimentales, est de l'ordre de 8 %. Cette résolution peut être améliorée de deux manières : en restreignant l'ouverture angulaire du TPR-CMOS (voir section suivante) ou en diminuant l'épaisseur de convertisseur (voir chapitre suivant), ce qui est un point fort de l'instrument.

Tableau 5-3 : Caractéristiques de la reconstruction en énergie des neutrons par simulation et d'après l'expérience (en MeV)

	Expérience	Simulation
Energie moyenne	13.95	14.02
Résolution du pic (Ecart type)	1.106	0.825

Restriction de l'ouverture angulaire

En regard de la relative importante résolution du pic mono-énergétique reconstruit, une méthode peut être envisagée afin de diminuer cette dispersion. Il s'agit de se rapprocher du fonctionnement des télescopes conventionnels dits à 0° [63] en limitant l'ouverture angulaire du TPR-CMOS. Ceci revient à réduire l'angle d'émission du proton de recul, initialement compris entre 0° et 41° (Cf Figure 3-2), à un angle proche de 0° . Les résultats, présentés dans la Figure 5-13, indiquent que la restriction de l'angle d'émission à 10° permet d'améliorer la résolution du détecteur de 8 % à 7 %, passant de 1.11 MeV à 0.97 MeV. Cette légère amélioration est liée au fait que les événements à fort angle d'émission sont les événements les plus incertains et les plus complexes à reconstruire. Toutefois, l'amélioration de la résolution ne peut se faire qu'au prix d'une diminution de la statistique de comptage (environ 75 % de rejet dans l'exemple présenté ici) et induit de fait des fluctuations statistiques qui dégrade la distribution en énergie - voir courbe rouge.

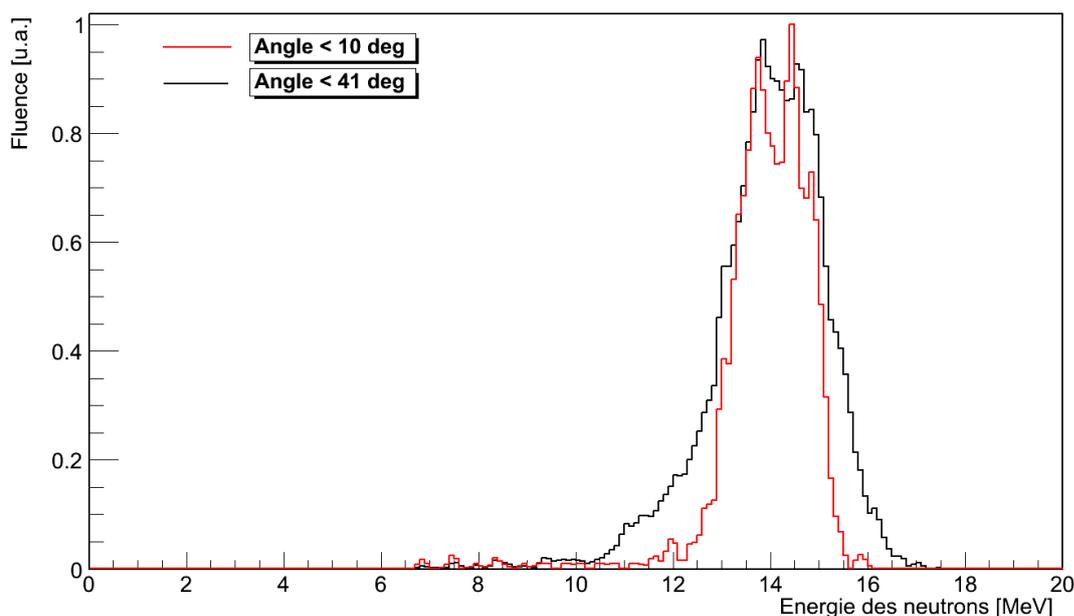


Figure 5-13 : Influence du paramètre ouverture angulaire sur la résolution en énergie du TPR-CMOS

5.3 Caractérisation de champs neutroniques mono-énergétiques

Dans cette section, les résultats présentés sont issus de campagnes expérimentales menées sur l'installation AMANDE. Plusieurs énergies ont été mesurées dont les conditions expérimentales sont résumées dans le Tableau 5-4.

Tableau 5-4 : Conditions expérimentales des irradiations réalisées avec le TPR-CMOS sur l'installation AMANDE

E_n [MeV]	AMANDE				TPR-CMOS		
	$\Delta E_n/E_n$ [%] à 0 d'après [104]	E_p [keV]	Réaction	Epaisseur cible [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	Distance TPR [cm]	Convertisseur [μm]	Angle [deg]
5	2	1848	$^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$	825	136	50	0
7	N.C.	3780	$^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$	825	136	50	0
14	2.5	432	$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	868	136	[50-1000]	98
17	N.C.	1381	$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	1960	136	500	0
19	1.4	2648	$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	1960	136	500	0

Deux aspects de la caractérisation des champs neutroniques mono-énergétiques seront traités ici, dans un premier temps la détermination de l'énergie des champs neutroniques et dans un second temps la distribution en énergie de la fluence.

5.3.1 Détermination de l'énergie des champs neutroniques

Mesure dans la gamme en énergie du TPR-CMOS

La reconstruction en énergie est réalisée en appliquant les filtres de sélection évoqués dans la section précédente, dans les conditions expérimentales du Tableau 5-4. La Figure

5-14 présente, d'une part, la distribution en énergie des champs mesurés pour 5, 7, 14, 17 et 19 MeV [105] et, d'autre part, l'écart par rapport à la valeur attendue fournie par le code de simulation TARGET [52].

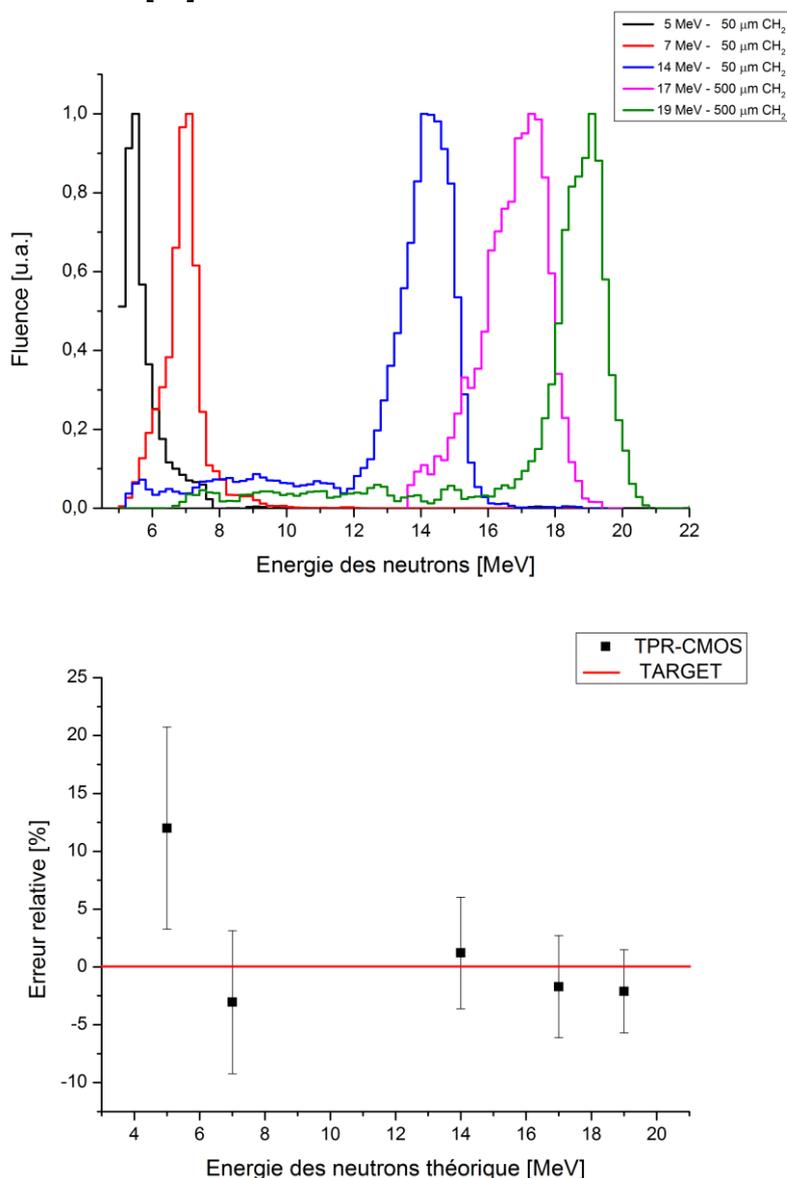


Figure 5-14 : Reconstruction en énergie des champs neutroniques produits par AMANDE avec le TPR-CMOS : distribution en énergie (figure du haut) et écart par rapport à une simulation TARGET, (figure du bas), les barres d'erreurs sont relatives à la résolution du télescope (dispersion des résultats autour de la valeur moyenne)

D'après ces deux figures, il apparaît que la reconstruction de l'énergie est très satisfaisante pour les énergies supérieures à 7 MeV puisque l'énergie moyenne des distributions est estimée à moins de 3% de la valeur fournie par le code TARGET (6.79, 14.17, 16.71 et 18.6 MeV). Les valeurs mesurées sont affectées par l'incertitude sur l'épaisseur des convertisseurs utilisés qui n'ont pas fait l'objet d'une caractérisation précise. Dans une moindre mesure, l'incertitude sur l'étalonnage peut également être la source du léger biais observé. Le cas particulier du champ neutronique de 5 MeV est symptomatique de la gamme de mesure accessible par le TPR-CMOS. En effet, compte tenu de l'épaisseur des capteurs CMOS plus importante que prévue (35 µm supplémentaire - Cf section 4.2.2), le télescope n'est pas en mesure de réaliser une estimation fiable de ce champ neutronique. La valeur mesurée s'écarte à plus de 10 % de la valeur attendue, ce

qui n'est compatible ni avec la prévision de TARGET ni avec les applications métrologiques du TPR-CMOS. Afin de pallier ce phénomène, plusieurs pistes peuvent être envisagées dont la plus sérieuse est de retirer un des trois plans CMOS afin de limiter les pertes d'énergie des protons de recul. Cependant cette solution présente l'inconvénient d'enlever un critère de coïncidence et augmente, de fait, le risque d'une mauvaise discrimination pollution/proton de recul. En ce qui concerne la résolution de mesure du TPR-CMOS, elle est de l'ordre de 3 à 6 % en fonction de l'énergie et de l'épaisseur de convertisseur utilisé. Ce point particulier fera l'objet du chapitre suivant qui traitera spécifiquement des incertitudes de mesures du télescope. Il est néanmoins d'ores et déjà possible d'affirmer que la résolution des champs neutroniques mesurés est très satisfaisante de 7 à 19 MeV, elle inclut la résolution intrinsèque des champs neutroniques produits (Cf. Tableau 5-4) et la fonction de transfert du télescope. Ce point est traité plus particulièrement dans la section suivante.

Résolution du TPR-CMOS à une énergie fixée

La résolution du TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur du convertisseur est étudiée à travers l'exemple d'un champ neutronique de 14 MeV. La résolution est composée de deux phénomènes distincts et indépendants : la résolution intrinsèque des champs neutroniques à mesurer et la fonction de transfert du détecteur. La résolution finale mesurée lors d'une expérience est donc le résultat d'une convolution des deux phénomènes. La fonction de transfert du télescope sera étudiée en détail dans le chapitre suivant. Il s'agit ici de présenter la mesure de la résolution globale du TPR-CMOS (intrinsèque \otimes fonction de transfert) lors d'une mesure expérimentale. La Figure 5-15 présente les résultats obtenus lors de la mesure d'un champ neutronique de 14 MeV sur l'installation AMANDE. En addition des mesures du TPR-CMOS sont également présentés la résolution intrinsèque du champ estimé à l'aide du code TARGET (ligne bleue) et les mesures réalisées en parallèle par le BC501A, les incertitudes de ce détecteur sont représentées par les lignes rouge [106].

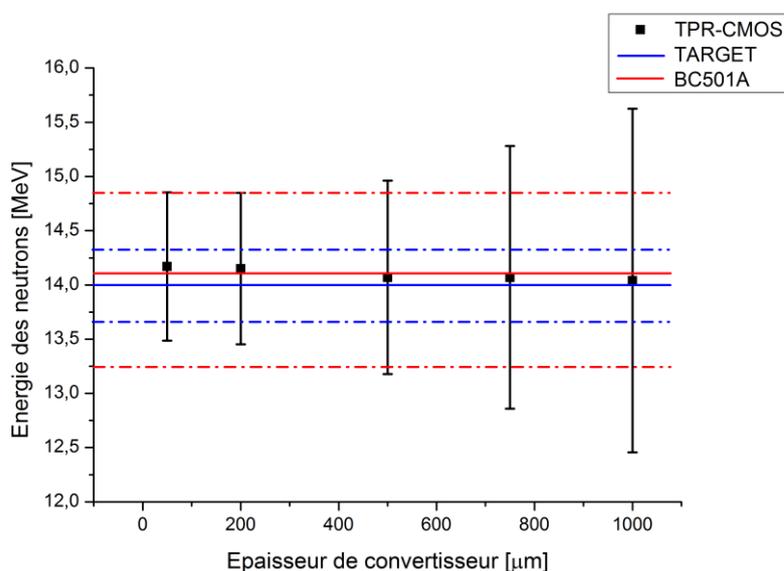


Figure 5-15 : Résolution du TPR-CMOS en fonction de l'épaisseur de convertisseur, les lignes rouges représentent les mesures réalisées en parallèle par le BC501A, avec l'incertitude associée. Les lignes bleues représentent les simulations fournies par le code TARGET.

L'énergie moyenne reconstruite est peu sensible à ce paramètre mais la résolution du TPR-CMOS est comprise entre 5 et 11 % suivant l'épaisseur de convertisseur. Si l'analyse quantitative des sources contribuant à la résolution ne sera pas abordée dans cette section, une liste exhaustive de ces sources peut être déjà être donnée :

- espacement entre les capteurs CMOS
- localisation du proton de recul dans les capteurs
- diffusion multiple du proton de recul dans la matière
- épaisseur des étages de détection (convertisseur et capteur CMOS)
- étalonnage de la diode Si(Li)

L'estimation de la résolution du TPR-CMOS en fonction de l'énergie du champ neutronique à mesurer sera traitée en détail dans le chapitre suivant consacré aux incertitudes de mesures.

5.3.2 Distribution en énergie de la fluence des champs neutroniques

Dans cette section, les résultats expérimentaux concernant la mesure de la distribution en énergie de la fluence des champs neutroniques sont présentés. Les campagnes de mesures ont permis de caractériser deux champs neutroniques à 14 et 17 MeV. Le premier champ peut être considéré comme purement mono-énergétique compte tenu de la faible dispersion des énergies autour de 14 MeV. Cependant, en ce qui concerne le champ neutronique à 17 MeV, une dégradation de la cible tritiée, due à une implantation de deutérium, a été observée expérimentalement. Dans ces conditions, le champ ne peut plus être considéré comme mono-énergétique mais composé de deux énergies principales autour de 17 et 15 MeV. Cette dégradation inattendue du champ neutronique a été l'occasion de tester le TPR-CMOS dans des conditions dégradées de l'accélérateur AMANDE.

Protocole expérimental

Au cours des deux mesures réalisées, le protocole expérimental est identique : des mesures préalables avec le Long Compteur fournissent la fluence intégrale des champs neutroniques, c'est par rapport à ces valeurs que les résultats du TPR-CMOS seront comparés. Dans le cas de la mesure à 17 MeV, une mesure additionnelle utilisant le BC501A, placé à 2.03 m de la cible, a été effectuée afin d'obtenir une spectrométrie du champ produit. En ce qui concerne le TPR-CMOS, il est placé à 87 cm de la cible à un angle de 98° pour la mesure à 14 MeV et à 0° pour la mesure à 17 MeV. Le convertisseur utilisé est un convertisseur de $57.6 \pm 0.7 \mu\text{m}$ d'épaisseur caractérisé sur l'installation AIFIRA du CENBG (Cf section 4.1.3). La réponse du télescope $R_\Phi(E)$ a été estimée par simulation MCNPX entre 5 et 20 MeV, par pas de 2 MeV, puis par ajustement polynomial afin d'obtenir une réponse continue sur la gamme en énergie du TPR-CMOS. A titre indicatif, la réponse $R_\Phi(E)$ vaut $3.99 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$ à 14 MeV et $3.35 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$ à 17 MeV. Les valeurs de fluence présentées dans cette section sont estimées en face avant du TPR-CMOS. De plus, La fluence neutronique est estimée en utilisant les mêmes critères de sélections que pour la mesure de l'énergie des neutrons.

Distribution en énergie de la fluence d'un champ mono-énergétique

La distribution en énergie de la fluence des champs neutroniques à 14 MeV est présentée sur la Figure 5-16. Outre la reconstruction en énergie du pic mono-énergétique, très satisfaisante, cette figure indique un léger bruit de fond pour les basses énergies (en dessous à 12 MeV). Entre 12 et 13 MeV, il apparaît une légère excroissance qui peut être due à la résolution intrinsèque du champ mono-énergétique. Sur la totalité de la gamme en énergie, la fluence du champ neutronique est estimée à $\Phi_n = 4.932 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ pour une durée totale d'irradiation d'environ 3h08 min soit un débit de fluence totale équivalent à $\dot{\Phi}_n = 4.359 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

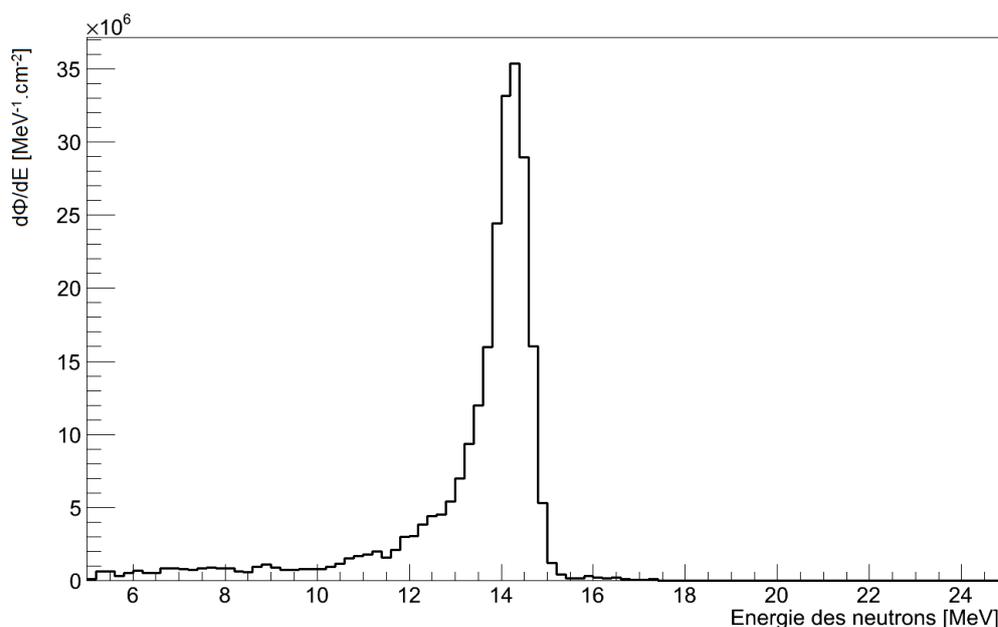


Figure 5-16 : Distribution en énergie de la fluence du champ neutronique à 14 MeV produit par l'installation AMANDE et reconstruit par le TPR-CMOS. Le flux est calculé par intervalle de $dE = 0.2 \text{ MeV}$.

Le Tableau 5-5 fournit une synthèse des résultats mesurés par le TPR-CMOS et le Long Compteur (normalisé par rapport au nombre de coups moniteur M_1). La comparaison de la fluence intégrale entre les deux détecteurs indique un bon accord (écart relatif de moins de 5 %), incluant le facteur correctif à appliquer pour le TPR-CMOS CMOS qui est de $k_{loss}=1.05$ (Cf. section 4.2.4) Ce résultat est compatible avec les incertitudes de mesures des deux détecteurs qui sont d'environ 3% pour le Long Compteur et environ 5-6 % pour le TPR-CMOS - voir chapitre 6. Il est à rappeler que les mesures réalisées par le Long Compteurs sont des mesures intégrales de la fluence sur tout le domaine en énergie, depuis les neutrons thermiques jusqu'à 20 MeV, les différences observées peuvent donc s'expliquer par la présence de neutrons d'énergie inférieure à 5 MeV qui sont détectés par le Long Compteurs mais pas par le TPR-CMOS.

Tableau 5-5 : Distribution en énergie de la fluence mesurée par le TPR-CMOS et le Long Compteur pour un champ neutronique de 14 MeV. Les résultats indiqués sont normalisés par rapport au nombre de coups moniteur M_1 enregistrés pendant les mesures.

E_n [MeV]	TPR-CMOS-CMOS				LC
	5 à 12 MeV	12 à 13 MeV	13 à 18 MeV	Total	Total
Φ_n/M_1 [cm^{-2}/M_1]	0.30	0.18	1.62	2.09	2.19

L'analyse plus précise de la distribution en énergie du TPR-CMOS indique qu'environ 77% de la fluence correspondent au pic principal à 14 MeV. Environ 14 % des événements sont dus à un bruit de fond constant entre 5 et 12 MeV et 9 % sont dus à la résolution du pic mono énergétique entre 12 et 13 MeV. Ces résultats, bien que très satisfaisants, sont toujours impactés par la connaissance imparfaite de la composition chimique du convertisseur. Il s'agit néanmoins de résultats fiables qui permettent de démontrer la capacité du TPR-CMOS à réaliser une étude fine de la distribution en énergie de la fluence de champs neutroniques mono énergétiques.

Distribution en énergie de la fluence d'un champ multi-énergétique

Lors de la seconde expérience le champ neutronique dégradé attendu aux alentours de 17 MeV a été mesuré. La Figure 5-17 présente la distribution en énergie de la fluence obtenue à l'aide du TPR-CMOS dans ces conditions. Il apparaît que le champ mesuré n'est vraisemblablement pas purement mono-énergétique mais constitué de deux pics principaux centrés aux alentours de $E_1 = 15.3 \text{ MeV}$ et de $E_2 = 17.1 \text{ MeV}$. En addition, un bruit de fond constant est également présent aux énergies inférieures à 14 MeV.

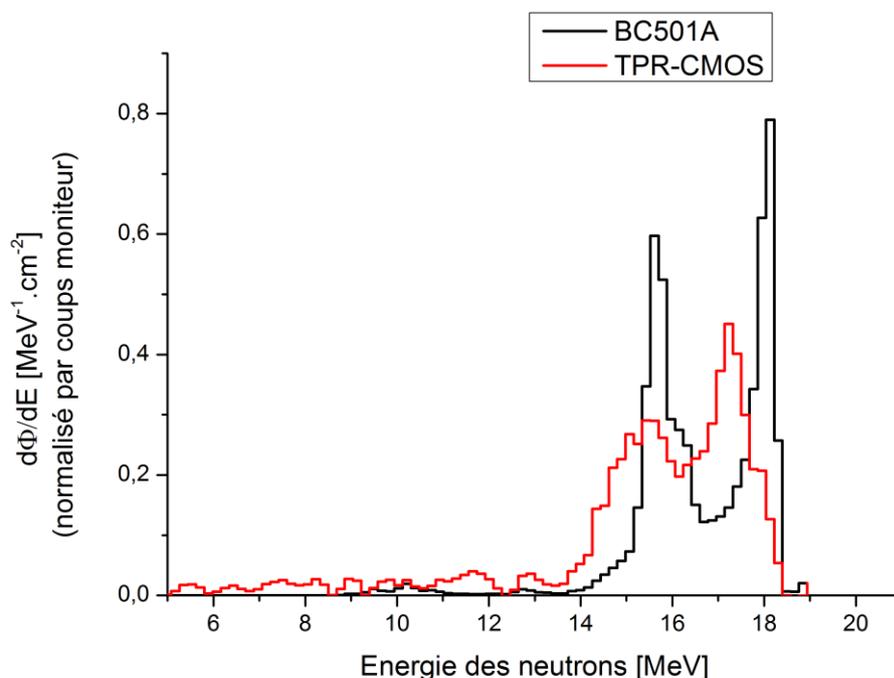


Figure 5-17 : Distribution en énergie de la fluence du champ neutronique à 17 MeV produit par l'installation AMANDE, tel que reconstruit par le TPR-CMOS.

Ce constat a été confirmé par les mesures réalisées à l'aide du détecteur BC501A au cours de l'expérience, bien que le BC501A ne reconstruise pas les deux pics à la même énergie moyenne : $E_1 = 15.8 \text{ MeV}$ et de $E_2 = 17.9 \text{ MeV}$. Cependant, un étalonnage approximatif du BC501A a été décelé, cet étalonnage réalisé avec trois sources de césium, bismuth et sodium sont émettrices de photons gamma aux alentours du MeV, loin de la plage de mesure présentée ici. En conséquence, la mesure de l'énergie des neutrons est entachée d'une incertitude de l'ordre de 7 à 9% [106], ce qui rend compatible ces mesures avec celle réalisées par le TPR-CMOS. Malgré cette limitation, une mesure relative de l'importance des deux pics principaux peut être menée et comparée aux résultats du TPR-CMOS, confirmant la présence des deux pics suspectés. La synthèse de ces mesures est fournie dans le Tableau 5-6. Sur la totalité de la gamme en énergie, la fluence du champ neutronique est estimée à $\Phi_n = 1.135 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ pour une durée totale d'irradiation d'environ 4h36 min soit un débit de fluence totale équivalent à $\dot{\phi}_n = 685 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La comparaison entre les trois détecteurs utilisés indique des mesures incompatibles entre le Long Compteur et les deux spectromètres (BC501A et TPR-CMOS), l'explication de cette différence n'est pas triviale. Elle peut être due au fait que le Long Compteur ne permet pas d'effectuer une spectrométrie des champs neutroniques. De ce fait, la réponse du détecteur est considérée comme uniforme sur toute le spectre en énergie des neutrons ce qui n'est pas rigoureusement le cas. D'autre part, une composante de neutrons de très basse énergie (inférieure à 1 MeV) peut être présente dans le spectre produit. Cette composante éventuelle, due au fonctionnement dégradé de la source, n'est alors

détectable que par le Long Compteur et invisible pour les deux autres détecteurs. Il est à noter que les détecteur BC501A et Long Compteur ont toujours montré une cohérence lors de mesures de champs neutronique, les différences observées proviennent dès lors de la réaction particulière étudiée ici. En se restreignant aux mesures réalisées par le BC501A et le TPR-CMOS, il apparaît que les mesures sont en bon accord puisque l'intégrale de la fluence sur les deux pic principaux est estimée à $\Phi_{pics}^{TPR}/M_1 = 1.13 \text{ cm}^{-2}/M_1$ et $\Phi_{pics}^{BC501}/M_1 = 1.05 \text{ cm}^{-2}/M_1$ (après application des facteurs correctifs $k_{loss}=1.05$), soit un écart relatif de 7.5 % compatible avec les incertitudes de mesures sur la fluence (3 % pour le BC501A et 5-6% pour le TPR-CMOS).

Tableau 5-6 : Distributions en énergie de la fluence mesurée par le TPR-CMOS et le BC501A pour un champ neutronique de 17 MeV. Les résultats indiqués sont normalisés par rapport au nombre de coups moniteur M_1 enregistrés pendant les mesures.

E_n [MeV]	TPR-CMOS-CMOS			BC501A		
	14 à 16 MeV	16 à 20 MeV	Total	14 à 17 MeV	17 à 20 MeV	Total
Φ_n/M [cm^{-2}/M_1]	0.46	0.6	1.13	0.56	0.49	1.05

En conclusion de cette mesure, il apparaît que le TPR-CMOS a démontré sa capacité à réaliser une spectrométrie fine des champs neutroniques multi-énergies, en cohérence avec des mesures réalisées avec un scintillateur liquide BC501A [107]. Ces mesures démontrent la bonne maîtrise des paramètres permettant le calcul de la fluence neutronique (réponse du détecteur, sélection des bons événements etc.).

Au travers de cette expérience, un aspect très important de la métrologie des neutrons a été soulevé : la nécessité de réaliser une spectrométrie fine des champs neutroniques. En effet, au vu des résultats obtenus, il apparaît que seule une spectrométrie des champs neutroniques est à même de satisfaire les exigences imposées dans le domaine de la métrologie. Une mesure basée uniquement sur des simulations ou un comptage intégral n'étant pas suffisante pour identifier une quelconque anomalie dans la distribution énergie des champs produits. Enfin, les résultats permettent d'envisager une mesure de champs étendus, par exemple d'une source d'émission de neutrons.

5.4 Caractérisation de champs étendus

L'objectif de cette campagne expérimentale est de démontrer la capacité du TPR-CMOS à estimer non seulement la distribution en énergie de la fluence de champs mono-énergétique mais également la distribution en énergie de champs étendus. Pour ce faire, le TPR-CMOS a été placé sur l'irradiateur Van-Gogh de l'installation CEZANE, il s'agissait ici de reconstruire la distribution en énergie des neutrons de la source d'AmBe entre 7 et 11 MeV. La distribution en énergie de la fluence n'est pas l'objet de cette section, mais seul un spectre relatif par rapport à une mesure réalisée à l'aide du détecteur BC501 A [54]. L'intégralité des figures présentées ici sont normalisées par rapport au débit de fluence à 7 MeV, que ce soit pour le BC501 A ou les mesures du TPR-CMOS. Le dispositif expérimental est résumé dans le Tableau 5-7.

Tableau 5-7: Dispositif expérimental de la campagne de mesure sur l'installation CEZANE

TPR-CMOS		Source AmBe	
Convertisseur [μm]	Distance TPR-CMOS - source [cm]	Débit fluence total [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	Débit fluence entre 5 et 11 MeV [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]
50	30	~3200	1060

5.4.1 L'installation CEZANE

L'installation CEZANE est constituée, pour sa part, de trois dispositifs permettant la production de champs neutroniques étendus, quasi-mono énergétiques ou réalistes :

- L'irradiateur Van-Gogh, constitué de deux sources radioactives d'Américium-Béryllium et de Californium-252 (modérée ou non par une coquille d'eau lourde). Ces deux sources produisent des champs étendus de référence, recommandés par la norme ISO 8529-1 [6] pour les grandeurs fluence, débit d'équivalent de dose et Kerma neutron.
- Deux accélérateurs de particules de type SAMES (J25 et T400) de 150 et 400 kV respectivement. Ils permettent la production de champs quasi-monoénergétiques de 3.3 et 14.8 MeV.
- le dispositif CANEL [108] permettant la production de champs réalistes recommandé par la norme ISO 12789-1 [109]. CANEL est constitué d'une coquille d'uranium-238 appauvri générant un spectre de fission à partir d'un champ neutronique de 14.8 MeV produit par l'accélérateur T400, et modéré ensuite par un mélange de fer et d'eau contenu dans un conduit de polyéthylène [110] - voir Figure 5-18.

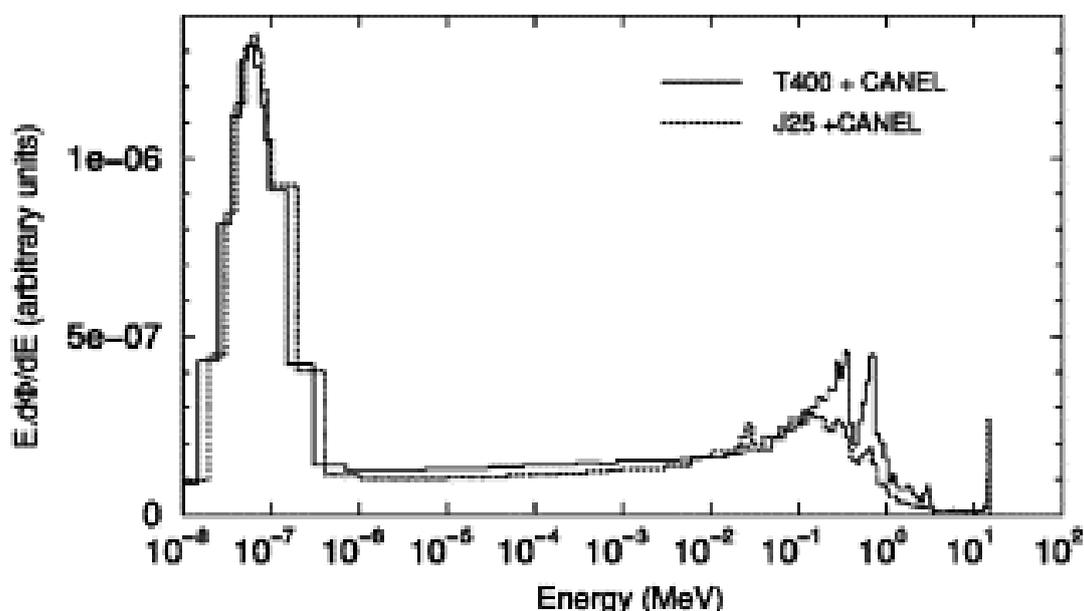


Figure 5-18 : Simulation MCNPX du champ neutronique réaliste produit par le dispositif CANEL.

5.4.2 Spectrométrie de la source d'AmBe de l'installation CEZANE

Les critères de discriminations imposés ici sont identiques à ceux utilisés pour la caractérisation des champs mono énergétiques (Cf. section 5.2.2). La Figure 5-19 présente les distributions des neutrons mesurées par le TPR-CMOS et le BC501A, normalisées par le nombre de coups total enregistré pendant les mesures.

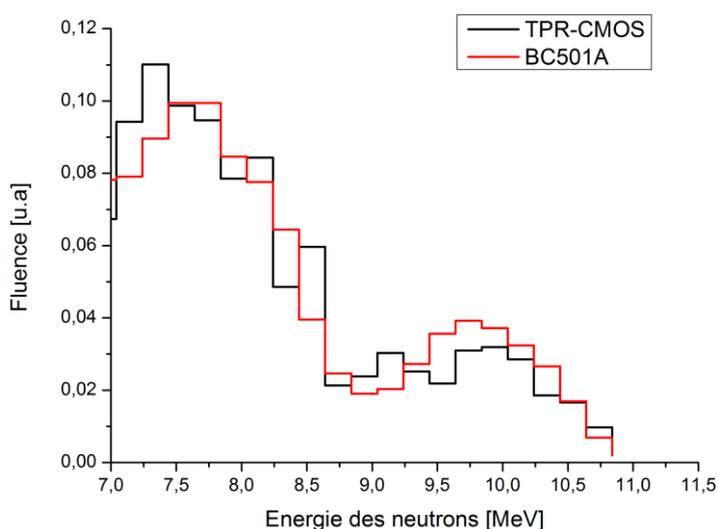


Figure 5-19 : Distributions en énergie des neutrons de la source AmBe de l'installation CEZANE entre 7 et 11 MeV par le TPR-CMOS et le BC501A

D'après cette figure, un bon accord est trouvé entre les mesures effectuées par le BC501A et le TPR-CMOS. Les tendances de la fin du spectre de la source AmBe sont bien reproduites par le TPR-CMOS. Le choix de ne mesurer le spectre qu'à partir de 7 MeV est motivé par les limites de mesures du télescope entre 5 et 7 MeV. Durant cette expérience, un convertisseur de 50 μm a été utilisé afin de garantir une reconstruction sans biais, indépendamment de l'énergie des neutrons (Cf. Figure 3-16). Les fluctuations observées sont dues, d'une part, à la très faible statistique obtenue lors des mesures avec le télescope et d'autre part, aux incertitudes sur la mesure de l'énergie qui font l'hypothèse d'un convertisseur de 50 μm (cet échantillon de convertisseur n'a pas fait l'objet d'une caractérisation spécifique).

Le Tableau 5-8 présente les écarts observés du TPR-CMOS par rapport aux mesures du BC501A, ces fluctuations sont comprises entre -25 % et +20%. Ces résultats dépendent de la gamme en énergie considérée et donc de la statistique de comptage qui est plus faible à haute énergie. Certains points de mesures réalisés sont en désaccord avec le BC501A même s'il est à rappeler que ni le BC501A ni le TPR-CMOS ne peuvent se prévaloir d'une mesure parfaite de la distribution en énergie des neutrons.

Tableau 5-8: Ecart relatif des mesures du TPR-CMOS sur la source d'AmBe, en prenant comme référence le détecteur BC501A

Intervalle énergie [MeV]	7	7.5	8	8.5	9	10	10.5
	- 7.5	- 8	- 8.5	- 9	- 9.5	- 10.5	- 11
Ecart relatif η [%]	7	-2	4	18	-25	16	-5

5.5 Conclusion sur les mesures expérimentales

En regard de l'étude présentée dans ce chapitre, trois points peuvent être discutés concernant la capacité du télescope à caractériser les champs neutroniques, ils concernent :

- la distribution en énergie des champs mono-énergétiques.
Les mesures ont montré de très bonnes performances de reconstructions du TPR-CMOS. La reconstruction de l'énergie est menée avec un très faible biais systématique sur l'énergie moyenne des champs mesurés. La résolution du TPR-CMOS, en fonction de l'épaisseur de convertisseur, peut varier de 3 à 10 % suivant l'énergie des neutrons. Les critères de sélection appliqués permettent d'éliminer la quasi-totalité du bruit de mesure, ce qui rend possible une spectrométrie des champs neutroniques sans appliquer de seuil de détection en énergie dans la diode Si(Li).
- la distribution en énergie de la fluence des champs mono-énergétiques.
Les résultats relatifs à la fluence neutronique sont également très encourageants puisque les mesures effectuées par le TPR-CMOS sont en bon accord avec les autres instruments utilisés lors des campagnes expérimentales (Long Compteur et BC501A). L'écart observé est de l'ordre de quelques pourcents dans le cas de champs mono-énergétiques ou multi-énergies, ce qui confirme la fiabilité du TPR-CMOS en tant que spectromètre. De plus, dans le cas de mesures à 17 MeV, le fait de séparer les deux pics principaux ont également permis d'estimer le pouvoir de résolution du TPR-CMOS, qui est de moins de 2 MeV (en utilisant un convertisseur de 57.6 μm) pour toutes les énergies neutrons.
- la distribution en énergie des champs étendus.
Des mesures additionnelles du champ étendu d'une source d'AmBe ont été réalisées. Si la distribution en énergie de la fluence n'a pas pu être déterminée, la distribution en énergie a bien été reconstruite, moyennant un écart relatif parfois important par rapport à des mesures BC501A. Ces différences peuvent toutefois s'expliquer par la faible statistique de comptage enregistrée par le TPR-CMOS lors de la campagne de mesures.

Les résultats expérimentaux obtenus dans ce chapitre sont le fruit d'un travail itératif tout au long de la thèse que ce soit au niveau de la caractérisation de l'environnement (neutrons diffusés, pollution gamma, événements parasites etc.), au niveau des améliorations du détecteur lui-même (régulation de la température par effet Peltier, indication du dépôt de charge dans les capteurs CMOS, augmentation de la vitesse de lecture des capteurs) , ou encore au niveau de la caractérisation de l'instrument (épaisseur des différents éléments, efficacité des capteurs de positions, mise au point des critères de sélection etc.).

De manière générale, ce chapitre a permis de démontrer la possibilité d'obtenir une spectrométrie fine de champs neutroniques en utilisant le TPR-CMOS. Ce travail de caractérisation expérimental des champs neutroniques n'aurait pas pu être réalisé sans les mesures préalables d'épaisseur et d'efficacité des éléments du TPR-CMOS qui permettent une parfaite connaissance du fonctionnement de l'instrument. Ceci de manière absolue et sans raccordement préalable à un autre détecteur de neutrons (détecteur primaire). De plus, les mesures réalisées par le TPR-CMOS sont effectuées sans procédure de déconvolution, contrairement au détecteur de type BC501A ce qui constitue un avantage très précieux pour la quantification et la maîtrise des incertitudes de mesure. La dernière étape nécessaire à la caractérisation complète du TPR-CMOS en tant que spectromètre étalon est l'estimation et la quantification des incertitudes de mesures du détecteur, cette étude sera développée dans le chapitre suivant de cette thèse.

6 Incertitudes de mesures

6.1	La démarche incertitude	147
6.1.1	Méthode d'estimation des incertitudes.....	147
6.1.2	Application au cas des mesures à l'aide du TPR-CMOS.....	148
6.2	Incertaince sur la reconstruction de l'énergie des champs neutroniques	148
6.2.1	Spécification du problème	149
	Variables d'entrée	149
	Le modèle de reconstruction.....	149
6.2.2	Quantification des incertitudes d'entrée	150
6.2.3	Propagation des incertitudes	151
	Cumul quadratique	151
	Propagation Monte Carlo.....	152
	Méthode de propagation des incertitudes.....	152
	Incertaince sur la valeur moyenne du pic mono-énergétique	154
	Résolution des pics mono-énergétique	155
6.2.4	Discussion des résultats obtenus	156
6.3	Incertaince sur la mesure de la fluence neutronique.....	156
6.3.1	Spécification du problème	156
	Variables d'entrée	156
	Le modèle.....	157
6.3.2	Quantification des incertitudes.....	157
6.3.3	Propagation des incertitudes	158
	Méthode de propagation des incertitudes.....	158
	Incertaince sur la réponse en fluence du détecteur	159
	Incertaince sur la mesure de la fluence neutronique.....	160
6.4	Limites et perspectives de la méthode utilisée.....	160

En physique, et particulièrement en instrumentation nucléaire, la mesure d'une grandeur physique est certes importante mais l'incertitude attribuée à cette mesure l'est tout autant. Il s'agit dès lors d'associer à la mesure un doute raisonnable qui est dû à la méconnaissance plus ou moins grande du processus de mesure. Puisque ce travail s'inscrit dans un cadre métrologique, une importance particulière est attachée à la détermination des incertitudes de mesure. Le sixième et dernier chapitre de cette thèse y est entièrement dédié.

6.1 La démarche incertitude

6.1.1 Méthode d'estimation des incertitudes

Afin de réaliser une étude d'incertitudes rigoureuse, une démarche systématique a été adoptée dans ce travail. Cette démarche est constituée de quatre grandes étapes :

- Etape 1 : *Spécification du problème.*
Il s'agit en premier lieu de définir les variables d'entrée qui décrivent le processus de mesure, certaines de ces variables sont des variables incertaines dont il va falloir déterminer leur degré de connaissance et d'autres sont des variables fixées sans incertitudes. A la suite de ce premier travail vient la description du processus de mesure (Modèle physique), il s'agit alors de définir les moyens mis en œuvre pour la mesure de la grandeur. A la fin de cette étape intervient la définition des variables et des quantités d'intérêt. La variable d'intérêt représente la grandeur physique que l'on veut mesurer (température, énergie etc), la quantité d'intérêt retranscrit quant à elle le paramètre mathématique d'intérêt sur cette grandeur. Il peut s'agir d'une incertitude sur la valeur moyenne, d'une variance, ou d'une probabilité de dépassement.
- Etape 2 : *Quantification des sources d'incertitudes.*
Il s'agit ici d'attribuer à chaque variable d'entrée une loi de distribution selon laquelle elle est susceptible de varier. Cela représente l'incertitude sur la valeur d'entrée. La modélisation de ces lois de distribution peut être obtenue soit d'après un modèle théorique, soit par des données fournies par le constructeur ou encore d'après l'avis d'un expert.
- Etape 3 : *Propagation des incertitudes.*
Cette étape est au cœur de la démarche incertitude, c'est ici où la propagation des incertitudes est effectuée. Il s'agit de propager les incertitudes portées par les variables d'entrée sur la variable d'intérêt. Deux méthodes peuvent être envisagées pour réaliser cette propagation : la première est une méthode approchée qui est issue d'un développement limité à l'ordre 2 du processus de mesure. Cette méthode, appelée Cumul Quadratique (CQ), bien que très utilisée fait l'hypothèse sur la loi de la réponse, elle est décrite en détail dans le Guide pour l'expression de l'incertitude de Mesure (GUM) [111]. La formule de propagation des incertitudes est donnée par la relation suivante :

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} cov(x_i, x_j) \quad 6-1$$

en considérant une mesurande y obtenue à l'aide de N grandeurs d'entrée x_1, \dots, x_n de telle sorte que $y = f(x_1, \dots, x_n)$, où $u^2(y)$ représente l'incertitude associée à la mesurande y . La covariance entre deux grandeurs $cov(x_i, x_j)$ s'exprime en fonction du coefficient de corrélation $\rho_{x_i x_j}$ comme $cov(x_i, x_j) = \rho_{x_i x_j} \cdot u(x_i) \cdot u(x_j)$.

La seconde méthode plus complexe à mettre en œuvre est basée sur une propagation Monte Carlo (MC) des sources d'incertitudes en entrée sur les variables de sortie. Cette méthode présente l'avantage de ne faire aucune hypothèse sur les lois de distributions. La précision de la méthode est alors uniquement liée à la statistique utilisée. C'est cette méthode qui sera utilisée pour l'estimation des incertitudes du TPR-CMOS.

– Etape 4 : *Analyse de sensibilité.*

L'étape finale de la méthode consiste en une analyse de sensibilité des sources d'incertitudes. Il s'agit alors de réaliser une hiérarchisation des sources d'incertitude afin d'identifier lesquelles sont à réduire en priorité afin d'améliorer la précision de la mesure.

6.1.2 Application au cas des mesures à l'aide du TPR-CMOS

Dans le cas des mesures à l'aide du TPR-CMOS, deux variables d'intérêt sont à mesurer : l'énergie et la fluence du champ neutronique.

En ce qui concerne la mesure de l'énergie du champ neutronique, les performances du TPR-CMOS sont attendues sur deux quantités d'intérêt : d'une part la résolution du détecteur, qui représente la dispersion des mesures autour de la valeur moyenne du champ neutronique. Cette dispersion est due à la méthode de reconstruction de l'énergie, elle est représentée mathématiquement par la fonction de transfert h du détecteur. Cette dispersion est évaluée à partir de l'écart type de la distribution, notée σ_{En} . La deuxième quantité d'intérêt pour l'énergie est relative à l'incertitude sur l'estimation de la valeur moyenne de l'énergie $u_{\overline{En}}$, cette incertitude est donnée sous la forme d'un intervalle de couverture $[m ; M]$ où $m(M)$ représentent les quantiles à 2.5(97.5)% respectivement (incertitude élargie). La méthode d'estimation de ces deux quantités sera réalisée d'une part à l'aide de la méthode du Cumul Quadratique et d'autre part par propagation Monte Carlo.

L'incertitude sur la fluence neutronique sera estimée par propagation Monte Carlo à l'aide de la relation 2-18, la quantité d'intérêt est ici la dispersion autour de la valeur moyenne $\sigma_{\Phi n}$.

NB : la grandeur réellement mesurée par le TPR-CMOS est « la distribution en énergie de la fluence », l'incertitude de mesure devrait donc porter sur cette grandeur. Cependant, et en raison de la complexité du traitement, le choix a été fait dans cette étude de décorréler l'incertitude sur la mesure de l'énergie et la mesure de la fluence. Dans le cas d'un spectre étendu, seul une incertitude par intervalles en énergie pourra alors être fournie.

6.2 Incertitude sur la reconstruction de l'énergie des champs neutroniques

Dans cette section, les incertitudes sur la valeur moyenne de l'énergie et sur la dispersion autour de cette valeur seront traitées en parallèle suivant la méthode du Cumul Quadratique et par propagation Monte Carlo.

6.2.1 Spécification du problème

Variables d'entrée

En ce qui concerne la reconstruction de l'énergie du champ neutronique, les variables d'entrée sont au nombre de neuf, le formalisme est celui introduit en section 2.4.

E_d	: Energie mesurée dans la diode	[MeV]
e_i	: Epaisseur du plan n° i	[cm]
p_i	: Pouvoir d'arrêt linéique du proton	[MeV/cm]
X_i	: Abscisse du point d'impact du proton de recul dans le plan n° i	[cm]
X_{i-1}	: Abscisse du point d'impact du proton de recul dans le plan n° $i-1$	[cm]
Y_i	: Ordonnée du point d'impact du proton de recul dans le plan n° i	[cm]
Y_{i-1}	: Ordonnée du point d'impact du proton de recul dans le plan n° $i-1$	[cm]
d_i	: Distance entre deux plans CMOS	[cm]
Δ_{θ_i}	: Diffusions multiples entre les plans i et $i+1$	[deg]

Le modèle de reconstruction

Le détail de la procédure d'estimation de l'énergie des neutrons ne sera pas repris ici. Cependant, la Figure 6-1 présente le lien entre les données d'entrée et le calcul de la variable de sortie, l'énergie des neutrons.

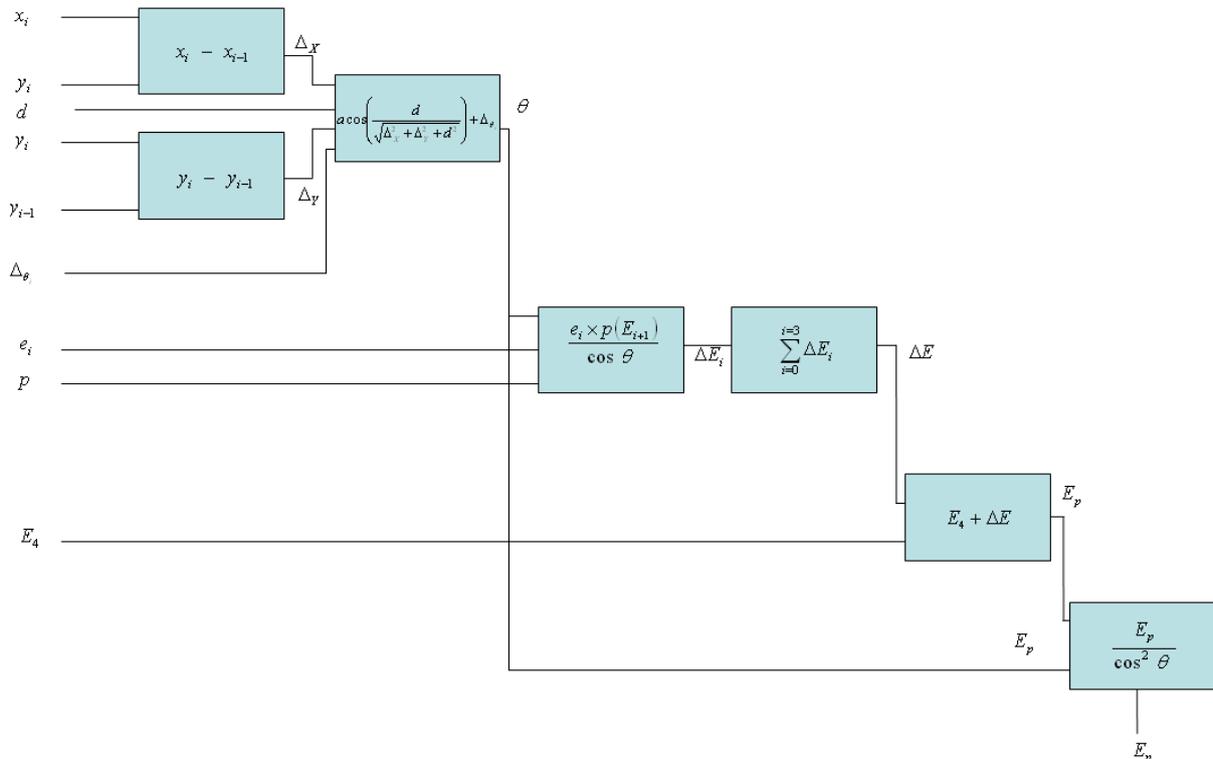


Figure 6-1 : Lien entre les variables d'entrée et l'énergie des neutrons

La relation principale permettant d'estimer l'énergie des neutrons a été détaillée en section 2.5, pour rappel elle vaut :

$$\hat{E}_n = \frac{\hat{E}_0}{\cos^2 \hat{\theta}_0} = \frac{\cos \hat{\theta}_0 \cdot \hat{E}_4 + \sum_{i=0}^3 p_i(E_{i+1}) \cdot \hat{e}_i}{\cos^3 \hat{\theta}_0} \quad 6-2$$

Afin de réaliser la propagation des incertitudes à partir uniquement des variables d'entrée, la relation ci-dessus peut être réécrite de la manière suivante :

$$\hat{E}_n = \hat{E}_4 \cdot \frac{\Delta_i^2 + d_i^2}{d_i^2} \cdot \left(1 + \Delta_\theta \frac{\Delta_i}{d_i}\right) + P \cdot \frac{(\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{d_i^3} \cdot \left(1 + 3\Delta_\theta \frac{\Delta_i}{d_i}\right) \quad 6-3$$

La relation 6-3 fait intervenir plusieurs notations qui visent à simplifier l'écriture du modèle. La localisation du proton de recul est notée $\Delta_i^2 = \Delta X_i^2 + \Delta Y_i^2$ avec $\Delta X_i = (X_i - X_{i-1})$ et $\Delta Y_i = (Y_i - Y_{i-1})$. Le paramètre P représente la perte d'énergie totale du proton de recul dans le TPR-CMOS, c'est-à-dire dans les trois capteurs CMOS et le convertisseur, il vaut : $P = \sum_{i=0}^3 p_i(E_{i+1}) \cdot \hat{e}_i$. Les diffusions multiples, notées Δ_θ , sont introduites dans le processus de mesure en tant que paramètre d'entrée afin de pouvoir propager les incertitudes dues à ce phénomène.

6.2.2 Quantification des incertitudes d'entrée

Il s'agit ici d'estimer les incertitudes attribuées à chaque variable d'entrée. Certaines de ces incertitudes ne contribuent qu'à la résolution de la mesure du TPR-CMOS alors que d'autres contribuent directement à l'incertitude sur la valeur moyenne de l'énergie. Le Tableau 6-1 résume la contribution de chaque variable d'entrée aux grandeurs d'intérêt.

Localisation du proton de recul : Les coordonnées des barycentres du proton de recul dans des capteurs CMOS sont évaluées via la procédure de clustérisation décrite en section 5.2.1. La dimension de chaque pixel mène à une résolution sur la localisation du proton égale à $u_x = u_y = 30/\sqrt{12} \cdot 8.6 \mu\text{m}$ (Loi de distribution uniforme). Cette résolution influe directement sur la résolution du détecteur, elle sera tirée aléatoirement suivant une loi uniforme lors de la propagation des erreurs. En revanche, la méthode de clustérisation est supposée sans biais systématique si bien que l'estimation de la valeur moyenne de l'énergie n'est pas affectée, ce qui mène à $u_{\bar{x}} = u_{\bar{y}} = 0$ (en supposant l'alignement des capteurs réalisé).

Distance entre deux capteurs CMOS : Cette distance est évaluée par une mesure physique à l'aide d'un pied à coulisse. La mesure moyenne obtenue est $\bar{d} = 6.1 \text{ mm}$. Les incertitudes sur cette mesure moyenne sont évaluées à $u_{\bar{d}} = 0.5 \text{ mm}$ incluant les erreurs dues à l'instrument et à l'expérimentateur.

Diffusions multiples du proton de recul : La contribution des diffusions multiples (non mesurée directement) à la résolution du détecteur a été évaluée lors de l'étude par simulation MCNPX du TPR-CMOS. L'incertitude sur la diffusion multiple du proton de recul est introduite dans la propagation Monte Carlo sous la forme d'une loi Gaussienne d'écart type égal à $u_{\Delta_\theta} = 25 \text{ mrad}$. Cette valeur a été déterminée par un calcul MCNPX lors de la traversée d'un capteur CMOS et d'un convertisseur de polyéthylène de $500 \mu\text{m}$. Ce phénomène, puisqu'il ne modifie pas la valeur moyenne de l'angle d'émission ne contribue pas à la valeur moyenne de l'énergie neutron : $u_{\Delta_\theta} = 0^\circ$.

Étalonnage de la diode Si(Li) : Comme expliqué dans la section 4.3, l'étalonnage est obtenu par trois références : une source tri-alpha d'Am-Pu-Cm, fournissant des points de

référence autour de 5 MeV et deux références de protons aux alentours de 10 et 16.4 MeV. Les incertitudes sur les paramètres d'étalonnage sont évaluées prenant en compte la résolution intrinsèque du détecteur, les incertitudes sur les pertes d'énergie des particules avant d'atteindre le détecteur etc. Finalement, l'incertitude sur la mesure de l'énergie résiduelle est :

$$u_{E_4}^2 = Q_{ADC}^2 u_a^2 + u_b^2$$

avec $u_a = 4 \times 10^{-5} \text{ MeV} \cdot \text{ADC}^{-1}$ et $u_b = 0.033 \text{ MeV}$, issu de l'ajustement linéaire réalisé. L'étalonnage influe uniquement sur la valeur moyenne de l'énergie et non sur la résolution du détecteur. Le résultat de ce calcul est le suivant :

Pertes d'énergie linéique du proton de recul : En première approximation, les pertes d'énergie linéiques du proton de recul sont considérées parfaitement connues (distribution de Dirac), elles n'ont donc pas d'incidence sur la résolution du détecteur ni sur la mesure de l'énergie moyenne. Toutefois, dans le cas des absorbeurs fins, une distribution asymétrique des pertes d'énergie moyennes est observée. Ce phénomène a été décrit de manière théorique en section 1.2.3 et pourrait être introduit, dans un souci d'exactitude, dans la propagation des incertitudes dans un travail ultérieur.

Épaisseurs des éléments du télescope : Les campagnes expérimentales réalisées à l'aide d'un micro faisceau de protons de 2.5 et 3 MeV sur l'installation AIFIRA a permis la mesure de l'épaisseur des capteurs CMOS et d'un échantillon de convertisseur en polyéthylène. En ce qui concerne les capteurs CMOS l'incertitude sur l'épaisseur moyenne est estimée à $u_{e_1} = u_{e_2} = u_{e_3} = 3 \mu\text{m}$. Cette incertitude ne contribue que pour la valeur de l'énergie moyenne mais pas à la résolution. En revanche, le convertisseur en polyéthylène contribue à la fois à la résolution du détecteur de par son épaisseur intrinsèque $u_{e_0} = e_0/2$ et à la mesure de l'énergie moyenne par le biais de l'incertitude sur l'épaisseur de matière, estimée à $u_{e_0} = 0.7 \mu\text{m}$ pour un convertisseur de 57.6 μm .

Tableau 6-1 : Contribution des différents paramètres d'entrée à la résolution en énergie du TPR-CMOS et à la mesure de la valeur moyenne

Paramètre	Loi de distribution	Résolution	Valeur moyenne
X_i	Uniforme	Oui	Non
Y_i	Uniforme	Oui	Non
d_i	Uniforme	Non	Oui
$\Delta\theta_i$	Normale	Oui	Non
E_4	Normale	Non	Oui
p_i	Dirac	Non	Non
e_i	Uniforme	Oui	Oui

6.2.3 Propagation des incertitudes

Dans cette section, la méthode de propagation des incertitudes sera exposée. Les résultats en termes de résolution et d'incertitude sur la valeur moyenne de l'énergie des champs neutroniques mono-énergétique sont proposés.

Cumul quadratique

La formule de propagation des incertitudes (relation 6-1) permet de relier directement la résolution sur la mesure de l'énergie des neutrons à l'incertitude sur les paramètres d'entrée. En appliquant cette formule sur la relation 6-2 il vient :

$$\left(\frac{u_{E_n}}{E_n}\right)^2 = \left(\frac{u_{E_p}}{E_p}\right)^2 + 4 \tan^2 \theta \cdot u_\theta^2 + 4 \frac{\tan \theta}{E_p \cdot \cos^2 \theta} \text{cov}(\theta, E_p) \quad 6-4$$

La propagation des incertitudes, en ne considérant que les variables d'entrée, est fournie à titre indicatif dans la relation ci-après. Cette relation est valable pour le calcul de l'incertitude associée à une unique trace d'un proton de recul d'énergie donnée mais pas dans le cas d'une distribution en énergie. En effet dans ce cas, les plages de variation des paramètres (énergie diode, pertes d'énergie etc.) sont trop élargies pour être valides dans le développement limité à l'ordre 1 sous-entendu dans la relation 6-1. Pour cette raison, une propagation Monte Carlo portant sur l'ensemble des traces obtenues lors d'une mesure mono-énergétique est réalisée.

$$\begin{aligned} u_{E_n}^2 &= \left[\frac{\Delta_i^2 + d_i^2}{d_i^2} \times \left(1 + \frac{\Delta_i}{d_i} \Delta_\theta \right) \right]^2 u_{E_4}^2 \\ &+ \left[E_4 \left(\frac{1}{d_i^2} + \frac{\Delta_\theta}{2d_i^3} \left(3\Delta_i + \frac{d_i^2}{\Delta_i} \right) \right) + \frac{3}{2} \frac{P}{d_i^3} \sqrt{\Delta_i^2 + d_i^2} + \frac{3}{2} \frac{\Delta_\theta P}{d_i^4} \left(\frac{(\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{\Delta_i} + 3\Delta_i \sqrt{\Delta_i^2 + d_i^2} \right) \right]^2 u_{\Delta_i}^2 \\ &+ \left[\frac{(\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{d_i^3} + 3\Delta_\theta \frac{\Delta_i (\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{d_i^4} \right]^2 u_P^2 \\ &+ \left[E_4 \left(\left(\frac{2}{d_i} - \frac{\Delta_i^2 + d_i^2}{d_i^3} \right) + \Delta_\theta \Delta_i \left(\frac{2}{d_i} - \frac{\Delta_i^2 + d_i^2}{d_i^4} \right) \right) + P \left(\frac{3}{d_i^2} \sqrt{\Delta_i^2 + d_i^2} - \frac{(\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{d_i^4} \right) + 3\Delta_\theta P \Delta_i \left(\frac{3}{d_i^2} \sqrt{\Delta_i^2 + d_i^2} - \frac{(\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{d_i^5} \right) \right]^2 u_d^2 \\ &+ \left[E_4 \left(\frac{\Delta_i (\Delta_i^2 + d_i^2)}{d_i^3} \right) + 3P \left(\frac{\Delta_i (\Delta_i^2 + d_i^2)^{\frac{3}{2}}}{d_i^4} \right) \right]^2 u_{\Delta_\theta}^2 \end{aligned}$$

Propagation Monte Carlo

Comme il a été mentionné précédemment, la propagation des incertitudes est focalisée sur deux aspects de la mesure : d'une part, l'incertitude sur la valeur moyenne du pic mono-énergétique reconstruit par le TPR-CMOS et d'autre part la résolution de ce pic (largeur), qui permet une estimation du pouvoir de résolution de l'instrument. Ce pouvoir de résolution caractérise la capacité du TPR-CMOS à distinguer deux pics proches en énergie.

Méthode de propagation des incertitudes

Pour mener à bien cette étude, un programme Monte Carlo a été développé en C/C++ afin de propager les sources d'incertitude. Ce programme est subdivisé en trois blocs imbriqués dont les fonctionnalités sont regroupées dans la Figure 6-2. Le bloc 1 détermine l'influence des paramètres responsables de l'incertitude sur la valeur moyenne de l'énergie (la distance inter-plan, l'épaisseur des étages de détection et l'étalonnage de la diode Si(Li)) ; ces trois paramètres sont tirés aléatoirement dans les distributions déterminées précédemment. Le deuxième bloc est dédié à l'acquisition de données issues de simulations MCNPX et extraites à partir du fichier PTRAC (voir section 3.4) en vue de la

reconstruction de l'énergie des protons de recul par le programme d'analyse. A l'issue de ce bloc, un échantillon de traces de protons de recul est obtenu. Cet échantillon peut être vu comme un vecteur de données (positions du proton de recul dans les capteurs CMOS et énergie mesurée dans la diode). Chaque vecteur de donnée a été créé à partir d'une collision d'un neutron avec un proton du convertisseur. L'ensemble des traces obtenues représente donc la distribution en protons de recul relative à une énergie fixée du champ neutronique. Le troisième bloc du programme permet d'estimer la résolution de la reconstruction de l'énergie en faisant varier les paramètres responsables de la précision de la mesure suivant leur loi de distribution évaluée dans la section précédente. Pour chaque trace de proton de recul, un certain nombre de tirages aléatoires est réalisé autour des données de base afin d'évaluer la précision de la reconstruction. Finalement, la propagation Monte Carlo donne accès d'une part à la plage de variation de l'énergie moyenne du pic mono-énergétique et d'autre part à sa résolution.

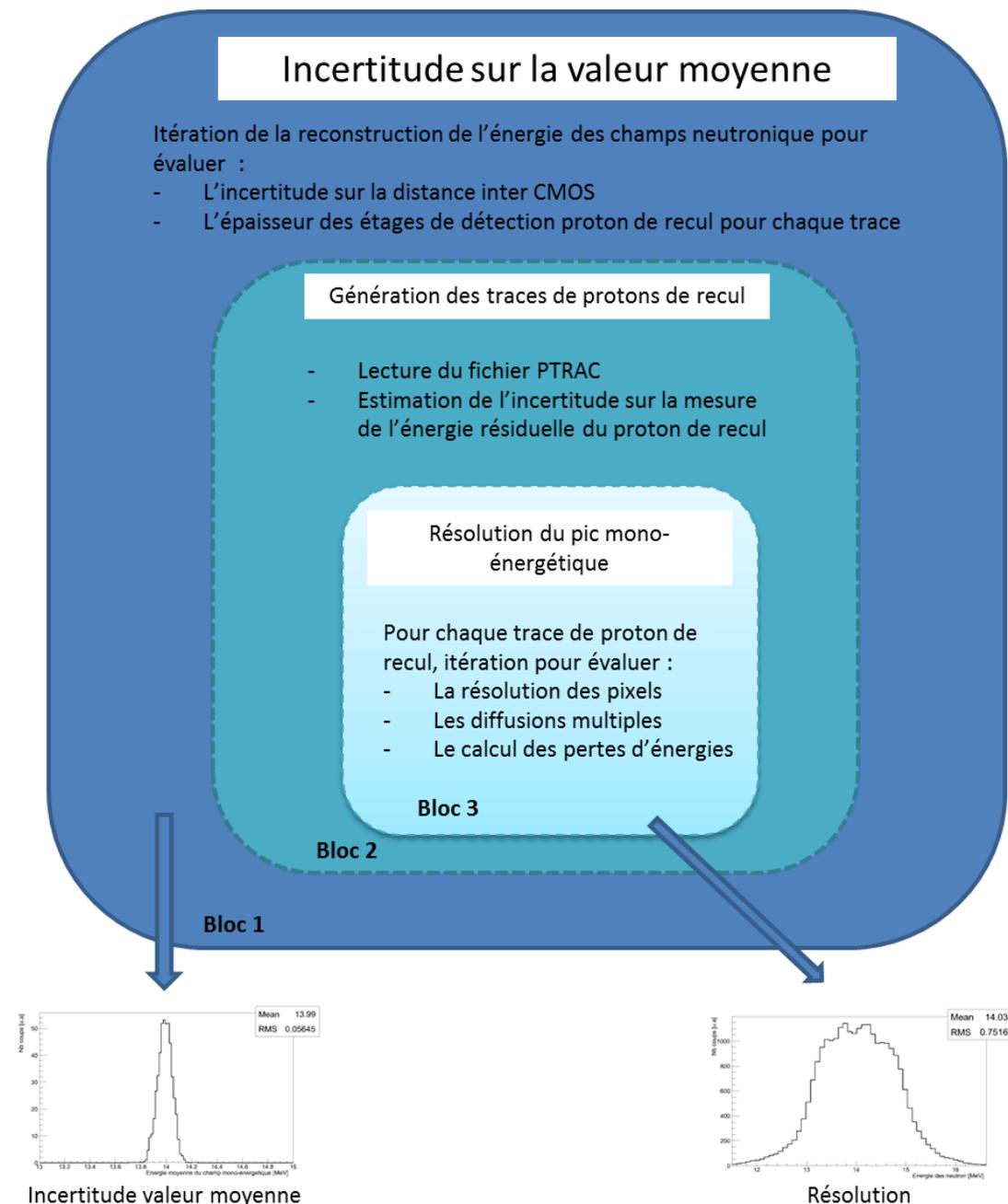


Figure 6-2 : Schéma bloc du code de propagation Monte Carlo des incertitudes

Incertainude sur la valeur moyenne du pic mono-énergétique

La capacité du télescope à déterminer l'énergie des pics mono-énergétiques dépend de l'incertitude sur trois grandeurs : la distance entre les plans CMOS, l'épaisseur des éléments du détecteur et l'étalonnage de la diode Si(Li). Les résultats de la propagation sont présentés sur la Figure 6-3. D'après cette figure, la précision de la localisation des pics mono-énergétiques réalisés par le TPR-CMOS est faite à mieux que $u_{\overline{E}_n}^{syst} = 1.5\%$ sur toute la gamme en énergie du détecteur soit de 5 à 20 MeV. Cette incertitude est indépendante de l'épaisseur du convertisseur puisque celle-ci n'influe que sur la résolution du pic neutronique. Ces résultats, très satisfaisants sont comparables, voire supérieurs, aux résultats obtenus par les détecteurs existants (liquide scintillant (~3%) et temps de vol (~1%). Les résultats indiqués sont fournis à $k=1$, c'est-à-dire avec 1 écart type. L'incertitude élargie à 3σ est quant à elle comprise entre 1 et 4.5 % suivant l'énergie du champ neutronique. Enfin à cette incertitude systématique, il convient d'ajouter en quadrature l'incertitude liée à la statistique de comptage lors d'une mesure. Cette incertitude statistique vaut $u_{\overline{E}_n}^{stat} = \sigma_{E_n} / \sqrt{N}$ avec u_{E_n} la résolution du pic mono-énergétique et N la statistique de comptage. Finalement, l'incertitude totale vaut :

$$u_{\overline{E}_n}^{tot2} = u_{\overline{E}_n}^{syst2} + u_{\overline{E}_n}^{stat2} = u_{\overline{E}_n}^{syst2} + \frac{u_{E_n}^2}{N} \quad 6-5$$

A titre d'exemple, considérons une mesure d'un champ neutronique purement mono-énergétique de 14 MeV avec un convertisseur de 500 μm d'épaisseur durant 2h. Le débit de fluence neutronique en face avant du télescope est de $\dot{\phi}_n = 2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Dans ces conditions, représentatives des débits de fluence accessibles sur l'installation AMANDE, l'incertitude sur la mesure de l'énergie moyenne du pic mono-énergétique est $\overline{E}_n = 14.00 \text{ MeV} \pm 0.06 \text{ (syst)} \pm 0.01 \text{ (stat)}$ soit une incertitude totale de $u_{\overline{E}_n}^{tot} / \overline{E}_n = 0.44\%$, dominée par la systématique, pour une fluence totale de $\Phi_n = 1.44 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$.

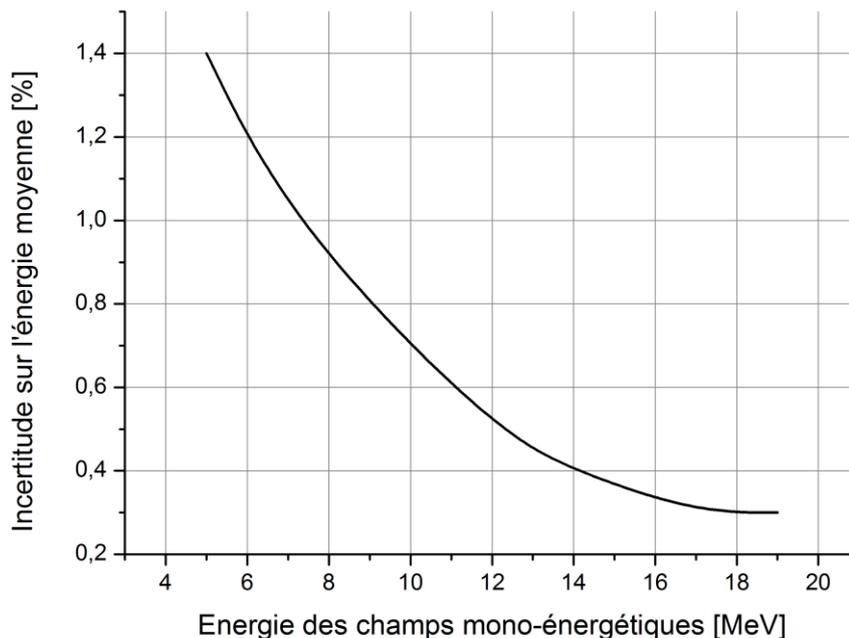


Figure 6-3 : Incertitude systématique sur la valeur moyenne de l'énergie des champs neutroniques mono-énergétiques à $k=1$

Résolution des pics mono-énergétiques

La résolution en énergie dépend des paramètres de pixellisation des capteurs CMOS, du phénomène de diffusion multiple et surtout de l'épaisseur de convertisseur. Les résultats fournis par le programme Monte Carlo sont présentés sur la Figure 6-4. Conformément aux prédictions, la résolution du télescope dépend grandement de l'épaisseur de convertisseur utilisé et, dans une moindre mesure, de l'énergie à mesurer. La résolution du détecteur est d'autant meilleure que l'énergie du champ neutronique est élevée et que l'épaisseur de convertisseur est faible. A titre indicatif, la mesure d'un champ neutronique de 14 MeV peut être réalisée avec une précision de $u_{E_n} = 0.35 \text{ MeV}$ en utilisant un convertisseur de 50 μm et $u_{E_n} = 0.75 \text{ MeV}$ avec un convertisseur de 500 μm . Une analyse plus précise des résultats obtenus indique que les différentes contributions des variables d'entrée à la résolution sont différentes suivant l'épaisseur de convertisseur. Comme il a été mentionné, l'influence de l'épaisseur de convertisseur est majeure dès lors qu'elle est supérieure à quelques centaines de micromètres. En effet, à partir de cette valeur, l'hypothèse réalisée lors de la reconstruction de l'énergie, qui consiste à supposer le proton de recul créé au milieu de convertisseur, introduit une résolution équivalente à la perte d'énergie du proton de recul dans la moitié du convertisseur. A l'inverse, pour les convertisseurs fins, cette hypothèse devient négligeable devant les incertitudes de reconstruction liées à l'angle d'émission (diffusions multiples et pixellisation des CMOS). Une limite à la résolution est alors atteinte puisque la précision de l'estimation de l'angle d'émission est indépendante de l'épaisseur de convertisseur. De manière générale, la résolution u_{E_n} du TPR-CMOS est comprise entre 0.1 et 1 MeV suivant l'épaisseur de convertisseur et l'énergie du champ neutronique.

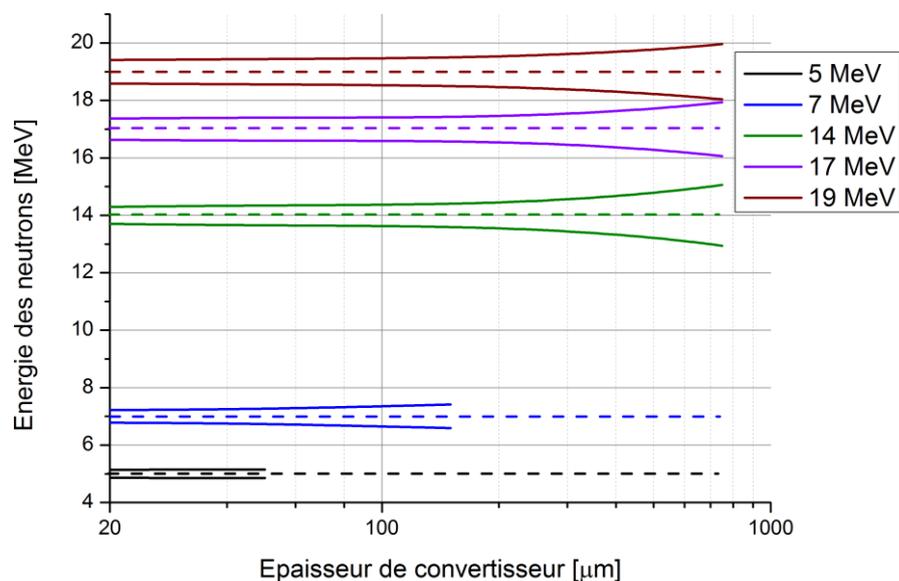


Figure 6-4 : Résolution ($k=1$) des pics mono-énergétiques avec le TPR-CMOS

Le pouvoir de résolution de l'instrument est donc variable en fonction du convertisseur utilisé, le TPR-CMOS est capable de mesurer deux pics mono-énergétiques séparés d'au minimum 0.8 MeV ($k=2$) avec un convertisseur de 50 μm et de 1.5 MeV avec un convertisseur de 500 μm . A titre indicatif, la résolution du TPR-CMOS est fournie pour quelques valeurs de convertisseur et pour différentes énergies des neutrons dans le Tableau 6-2. Les valeurs indiquées en rouge identifient les configurations où l'épaisseur de convertisseur est la source principale d'incertitude.

Tableau 6-2 : Résolution en énergie du TPR-CMOS pour quelques valeurs de convertisseur et d'énergies des neutrons

Energie [MeV]	5	7	14	17	19
20 μm	2.8	3.1	2.1	2.2	2.2
50 μm	3.0	3.6	2.5	2.4	2.3
150 μm	-	5.9	3.1	2.8	2.9
500 μm	-	-	5.4	4.1	3.9
750 μm	-	-	7.6	5.5	5.0

6.2.4 Discussion des résultats obtenus

Si les résultats fournis par la méthode Monte Carlo sont très satisfaisants et démontrent que le TPR-CMOS est capable d'effectuer une spectrométrie de grande précision des champs neutroniques mono-énergétiques, plusieurs points doivent être discutés. En ce qui concerne l'incertitude sur la valeur moyenne de l'énergie, les incertitudes sur l'épaisseur de convertisseur ont été évaluées sur un échantillon de 57.6 μm sur les installations du CENBG puis transposées à d'autres épaisseurs. D'autre part, les résultats présentés pour la résolution des pics mono-énergétiques ont été obtenus par ajustement gaussien des distributions. La pertinence de ce choix est à nuancer. En effet pour les faibles convertisseurs une distribution de type fonction Gamma serait plus adaptée alors que pour les convertisseurs épais, une distribution rectangulaire retranscrirait mieux les résultats. Ce phénomène est dû à l'influence du convertisseur qui est de plus en plus importante, ce qui modifie la forme de la distribution, partant d'une loi de type Gamma vers une loi rectangulaire. Le choix gaussien apparaît dès lors comme un compromis entre les deux distributions. Cela a pour effet de légèrement sous-estimer la résolution pour les convertisseurs fins et à surestimer celle-ci pour les convertisseurs épais. Enfin, le principal avantage de la méthode Monte Carlo réside dans le fait que les corrélations entre les différents paramètres de la reconstruction apparaissent naturellement lors de la propagation des incertitudes.

6.3 Incertitude sur la mesure de la fluence neutronique

Nous discuterons dans cette partie, l'incertitude associée à la mesure de la deuxième variable d'intérêt, la fluence neutronique. La même méthode de propagation des incertitudes a été retenue.

6.3.1 Spécification du problème

Variables d'entrée

La mesure de la fluence Φ_E nécessite la connaissance de nombreux paramètres : propriétés du convertisseur, géométrie du télescope et des capteurs CMOS et propriétés physiques de la réaction de diffusion élastique. Ces paramètres sont au nombre de onze :

N_H	: Densité volumique d'hydrogène dans le convertisseur	[cm^{-3}]
e_0	: Epaisseur du convertisseur	[cm]
d	: Distance convertisseur -CMOS3	[cm]
w	: Demi-longueur du CMOS 3	[cm]
h	: Demi-largeur du CMOS 3	[cm]
$\sigma(E, \theta)$: Section efficace différentielle de diffusion élastique	[b]
M	: Nombre de traces de protons de recul	[-]
K	: Facteur correctifs	[cm]

f	: Facteur de forme	[-]
a	: Demi-longueur du convertisseur	[cm]
b	: Demi-largeur du convertisseur	[cm]

Le modèle

Le calcul de la fluence neutronique a été détaillé en section 2.5, la relation est rappelée ci-dessous :

$$\hat{\Phi}_E = \frac{M \cdot K}{R_\Phi} = \frac{M \cdot K}{N_H \cdot e_0 \cdot d \cdot \int_{-a}^a \int_{-b}^b f(x,y) \cdot \int_{-w}^w \int_{-h}^h \frac{\sigma(E,\theta)}{((\alpha-x)^2 + (\beta-y)^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} d\alpha d\beta dx dy}$$

6.3.2 Quantification des incertitudes

De la même manière que pour la reconstruction de l'énergie, la mesure de la fluence neutronique fait intervenir des paramètres considérés comme certains et d'autres sujets à des incertitudes :

Densité volumique d'hydrogène dans le convertisseur : Cette quantité est évaluée à partir de la masse volumique du convertisseur en polyéthylène $\rho_{CH_2} = 0.920 \pm 0.005 \text{ g.cm}^{-3}$ et de la masse molaire du polyéthylène $M_{C_2H_4} = 28.053 \pm 0.002 \text{ g.mol}^{-1}$ (C : 85.63 % et H : 14.37 %). Les incertitudes annoncées ici sont issues de la littérature [112] [113] mais n'ont pas fait l'objet d'une caractérisation spécifique. Finalement, la densité d'atomes cible est $N_H = (7.90 \pm 0.04) \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

Épaisseur de convertisseur : L'épaisseur de convertisseur a été évaluée en section 4.1.3. Sur un échantillon de polyéthylène, elle vaut $e_0 = 57.6 \pm 0.7 \mu\text{m}$. Cette valeur sera retenue comme référence lors de la propagation Monte Carlo des incertitudes.

Distance entre le convertisseur et le CMOS 3 : Cette distance vaut $d = d_1 + d_2 + d_3 = 15.6 \pm 0.5 \text{ mm}$, évaluée par une mesure physique à l'aide d'un pied à coulisse. Les incertitudes sur cette mesure moyenne sont évaluées à $u_{\bar{d}} = 0.5 \text{ mm}$ incluant les erreurs dues à l'instrument et à l'expérimentateur.

Géométrie du convertisseur : La surface de convertisseur utilisée est sans influence sur la mesure de fluence puisque le facteur de pondération est nul dès lors que le proton de recul est créé en dehors de la zone de détection

Facteur de forme : Ce paramètre est considéré sans incertitudes en première approximation puisqu'il est obtenu par simulation Monte Carlo du fonctionnement du TPR-CMOS.

Géométrie du capteur CMOS 3 : Les paramètres w et h sont estimés à $w = h = 0.480 \pm 0.01 \text{ cm}$. Ces valeurs n'ont pas fait l'objet d'une mesure spécifique. Une étude plus détaillée de ces paramètres devra par conséquent être réalisée dans la suite du projet.

Section efficace différentielle : Les sections efficaces différentielles ont été évaluées à partir de quatre librairies (ENDF, JEFF, JENDL, CENDL) à partir de la plateforme Janis. Si des écarts importants (de l'ordre de 5 %) peuvent être observés entre les différentes librairies pour les angles d'émission élevés (proche de 90 °), les écarts sont beaucoup plus faibles dans la plage de mesure du TPR-CMOS ($\theta < 41^\circ$) les écarts sont de l'ordre de 0.3 à

0.5 % - voir Figure 6-5. Lors de la propagation Monte Carlo, une évaluation spécifique pour chaque angle et pour chaque énergie est réalisée afin d'estimer cet écart de la manière la plus juste possible.

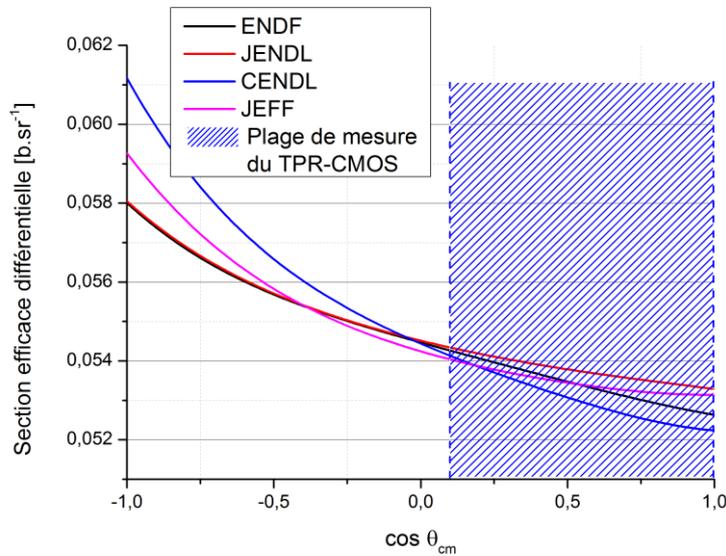


Figure 6-5 : Ecart entre cinq bibliothèques pour l'évaluation de la section efficace différentielle de réaction à 14 MeV

Nombre de traces de protons de recul : Le paramètre M est affecté par deux sources d'incertitudes différentes, d'une part, de la statistique de comptage, suivant une loi de Poisson d'écart type $u_M^{stat} = \sqrt{M}$ et d'autre part, d'une incertitude systématique due au critère de sélection des protons de recul. Cette dernière source d'incertitude est assez complexe à évaluer du fait des variations parfois importantes lors de faibles variations des critères de sélection, elle est estimée aux alentours de $u_M^{syst}/M = 2\%$.

Facteurs correctifs : Les facteurs correctifs prenant en compte l'inefficacité de détection des capteurs CMOS et de la diode Si(Li) ont été estimés dans la section 4.2.4. L'incertitude associée au facteur K est estimée à $u_k/K = 1\%$, qui correspond à l'incertitude sur la valeur moyenne observée lors des mesures d'efficacité des capteurs CMOS.

6.3.3 Propagation des incertitudes

Contrairement à la mesure de l'énergie, la fluence neutronique n'a pas été étudiée par Cumul Quadratique, seule une propagation Monte Carlo a été réalisée afin d'évaluer l'incertitude sur la réponse en fluence du détecteur R_Φ .

Méthode de propagation des incertitudes

La propagation Monte Carlo est réalisée au travers de la relation 2-18 par calcul numérique. L'intégrale multiple présente dans la relation est évaluée à l'aide du « package Cubature » développé par S.G. Johnson dont le code source est disponible sur internet [114]. L'algorithme est basé sur le calcul d'intégrale multiple d'après J. Berntsen et al. [115]. Lors de la propagation Monte Carlo, le nombre d'itérations nécessaires au calcul de l'intégrale est choisi suffisamment grand ($N_{it}=10^6$) de manière à obtenir une incertitude sur l'évaluation de l'intégrale inférieure à 0.1%, négligeable devant les autres sources d'incertitudes.

Incertitude sur la réponse en fluence du détecteur

Les résultats obtenus par propagation Monte Carlo indiquent que l'incertitude sur la réponse en fluence est quasiment indépendante de l'énergie des neutrons, elle vaut : $2.8 \leq u_{R_\Phi} / R_\Phi \leq 3.0 \%$. En effet, puisque l'incertitude sur l'épaisseur de convertisseur est fixée à 1.2 % quel que soit l'épaisseur, seule l'incertitude sur la section efficace différentielle influe sur la réponse. Cependant, compte tenu de sa faible variation, l'incertitude sur la réponse en fluence peut être considérée, en première approximation, comme constante sur la plage d'énergie de fonctionnement du TPR-CMOS. En addition, une étude de sensibilité a été réalisée sur les variables d'entrée afin de déterminer quelles étaient celles qui contribuaient le plus à l'incertitude totale. Les résultats sont fournis dans le Tableau 6-3.

Tableau 6-3 : Analyse de sensibilité des différentes variables d'entrée sur l'incertitude de la réponse en fluence

Paramètre	Total	d	N_H	e_0	$\sigma(E, \theta)$
Ecart type [cm^{-2}]	4.01E-06	3.79E-06	1.03E-06	1.09E-06	9.94E-08
Contribution	100%	88%	5%	6%	1%

D'après ce tableau, il apparaît que l'incertitude sur la mesure de la réponse en fluence dépend très largement de la précision de la mesure sur la mesure de la distance d . En effet, une incertitude de 0.5 mm sur cette mesure (soit 3.2%) contribue pour environ 88 % de la variance totale sur la réponse en fluence. Les autres sources d'incertitudes contribuent de manière quasiment négligeable. Dès lors il apparaît capital de diminuer l'incertitude sur la mesure de la distance d . A l'heure actuelle, la mesure, réalisée au pied à coulisse, ne permet pas de diminuer cette incertitude. Cependant, des mesures réalisées par un laboratoire de métrologie dimensionnelle permettraient de réduire cette incertitude. A titre indicatif, la Figure 6-6 présente l'incertitude sur la réponse en fluence en fonction de la précision sur la mesure de la distance d . Une connaissance de la distance d à 1 % permettrait de réduire l'incertitude sur la réponse à environ 1.2%, cela nécessite une précision de l'ordre de 0.15 mm.

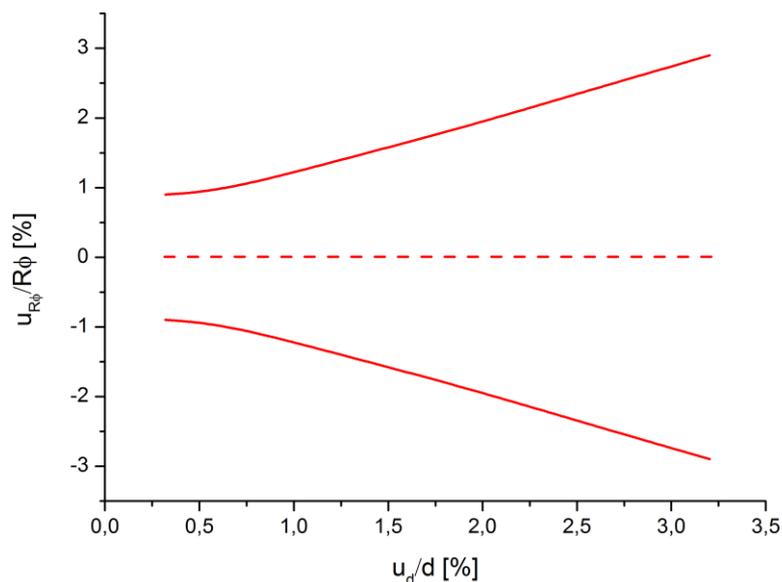


Figure 6-6 : Incertitude sur la réponse en fluence en fonction de la précision sur la mesure de la distance d

Incertitude sur la mesure de la fluence neutronique

Outre l'incertitude sur la réponse en fluence, estimée à environ 2.9 %, dans la section précédente, deux autres paramètres sont sources d'incertitudes. Si l'incertitude sur la mesure du facteur K est estimée à environ 1%, la mesure du nombre de protons de recul est plus délicate. Elle dépend de deux paramètres, une incertitude systématique, due aux critères de sélection, estimée à environ 2 % et une partie purement statistique liée au comptage est donc à la durée d'irradiation. Afin de fournir un aspect quantitatif au calcul d'incertitude sur la mesure de fluence, l'étude est réalisée à travers un exemple réaliste. Considérons une mesure avec le TPR-CMOS utilisant un convertisseur de 500 μm d'un champ mono - énergétique de 14 MeV où le débit de fluence en entrée du TPR-CMOS est de $\dot{\phi} = 2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La Figure 6-7 présente l'incertitude totale sur la mesure de fluence Φ en fonction de la durée de la mesure et de l'épaisseur de convertisseur.

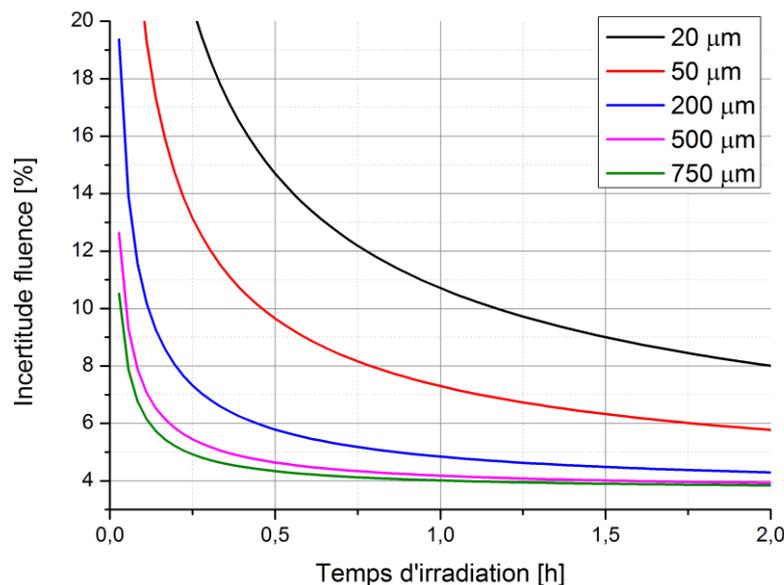


Figure 6-7 : Incertitude sur la mesure de fluence en fonction de l'épaisseur de convertisseur et du temps d'irradiation pour un champ neutronique de 14 MeV avec $\dot{\phi} = 2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

D'après ce calcul, une incertitude de moins de 5 % peut être atteinte au bout de 2 h d'irradiation avec un convertisseur de 50, 200, 500 ou 750 μm . En revanche, la mesure sera évaluée à environ 8 % pour un convertisseur de 20 μm . Ces résultats sont comparables aux instruments de métrologie existants et confortent le statut de spectromètre de haute résolution du TPR-CMOS.

6.4 Limites et perspectives de la méthode utilisée

Les méthodes de propagation Monte Carlo utilisées dans ce travail pour le calcul d'incertitudes, que ce soit pour l'énergie ou la fluence des champs neutroniques, présentent certaines limitations et approximations qui n'ont pas été introduites :

- les fluctuations statistiques des pertes d'énergie (théorie de Landau-Vavilov) n'ont pas été introduites dans la propagation
- le modèle de simulation issu de MCNPX est supposé idéal, c'est-à-dire que l'hypothèse est faite que le code de calcul MCNPX reflète parfaitement la réalité. Pour pallier cette approximation, l'utilisation d'un second code de calcul pourrait être utilisé, tels que FLUKA ou GEANT 4.

- L'influence de l'incertitude sur la mesure de l'énergie n'a pas été incluse dans l'estimation de l'incertitude de la fluence. Cette dépendance intervient principalement via le paramètre de section efficace différentielle des réactions élastiques.
- l'estimation des incertitudes réalisées ici considère uniquement le cas des champs neutroniques purement mono-énergétiques. L'estimation de l'incertitude sur la caractérisation de champs étendus est beaucoup plus complexe et nécessite de traiter le problème non pas comme un modèle direct mais en modèle inverse. Cependant une incertitude par intervalles d'énergie (*bins*) fournira une bonne approximation de l'incertitude.

Conclusions

L'un des objectifs de la métrologie des rayonnements ionisants et en particulier la métrologie des neutrons, porte sur la caractérisation fine de champs neutroniques. Ils servent de champs de référence pour l'étalonnage d'appareil de mesures tels les dosimètres ou des détecteurs de particules. Dans cette optique, le développement de détecteurs étalons permettant la caractérisation fine des champs de référence est requis. Puisque le recours à des outils de simulations ou de compteurs de type intégral ne permet pas d'estimer la distribution réelle de l'énergie des neutrons, des détecteurs de type spectromètre sont indispensables.

Ce travail de thèse s'est donc intéressé à la spectrométrie de champs neutroniques à l'aide d'un télescope à protons de recul (TPR-CMOS) utilisant des pixels actifs. Le travail a été articulé autour de trois axes de recherche :

- la simulation du fonctionnement du spectromètre
- la validation par des mesures expérimentales des capacités de mesure du TPR-CMOS
- la quantification des incertitudes de mesures

Le premier axe a été réalisé à l'aide du code de transport de particules MCNPX v2.6. La géométrie détaillée du télescope a été simulée et plusieurs aspects du fonctionnement ont pu être étudiés. Les simulations ont permis de valider/justifier la géométrie du télescope que ce soit en terme d'espacement entre les plans CMOS ou des diffusions multiples des protons de recul dans le télescope. La génération des événements parasites a également été étudiée au travers des simulations Monte Carlo, il apparaît que la plus grosse source de pollution est la diode silicium elle-même : de par son épaisseur, la diode est le lieu de nombreuses réactions induites par les neutrons qui polluent le signal ce qui impose la mise au point de critères de sélection drastiques pour l'identification des traces de protons de recul en coïncidence. Enfin, les performances du télescope ont été déterminées : que ce soit les performances de la reconstruction de l'énergie des neutrons, sans biais systématique ou en ce qui concerne la sensibilité du détecteur au travers de l'estimation de la réponse en fluence du télescope. Ces performances ont pu être comparées à celles des spectromètres à protons de recul existants et confortent les choix effectués lors de la conception du système, permettant d'augmenter d'un facteur 10 à 100 l'efficacité par rapport à des objets existants.

Le second axe d'étude a consisté en la validation expérimentale du comportement et des performances du détecteur. Dans un premier temps, des mesures auprès de lignes micro faisceau de protons (AIFIRA et PTB) ont permis de caractériser les éléments du détecteur que ce soit en épaisseurs (convertisseur et capteurs CMOS) ou en termes d'efficacité de détection (capteurs CMOS et télescope complet). Cette étape préalable s'est montrée déterminante dans la suite de l'étude puisque les capteurs de positions se sont avérés plus épais que prévu (35 μm supplémentaires en cumulé) et l'efficacité totale du détecteur établie à 95 % \pm 1%. Ces mesures ont ouvert la voie à une caractérisation fine de champs neutroniques (mono-énergétique ou étendus) de références sur les installations AMANDE et CEZANE de l'IRSN. Le TPR-CMOS s'est montré tout à fait capable de mesurer les distributions en énergie de la fluence des champs mono-énergétiques produits. Que ce soit en termes de reconstruction de l'énergie ou de mesure de fluence, les mesures sont en bon accord avec les mesures de détecteurs secondaires. En outre, ces mesures ont également souligné l'importance d'une spectrométrie fine des champs neutroniques et non uniquement d'une mesure intégrale en cas de distribution étendue.

Le troisième et dernier axe de mon travail concerne la maîtrise et la quantification des incertitudes de mesures, au cœur des préoccupations en métrologie. Cette étude a été réalisée par propagation Monte Carlo des sources d'incertitudes en entrée sur les variables de sortie (énergie moyenne, dispersion en énergie ou réponse en fluence). Si certaines sources d'incertitudes requièrent une étude plus approfondie, notamment les convertisseurs en polyéthylène, les performances du détecteur sont d'ores et déjà comparables aux moyens de mesures existants. L'énergie moyenne des champs neutroniques de plus de 5 MeV est estimée à moins de 1 % pour une résolution comprise entre 3 et 7 % suivant l'épaisseur de convertisseur utilisée. La mesure de fluence est quant à elle connue à l'heure actuelle entre 4 et 6 % dans toute la gamme en énergie allant de 5 à 20 MeV. Une mesure plus précise de la distance entre les capteurs CMOS permettrait de mesurer cette grandeur à moins de 3 % dans un futur proche. Le tableau ci-dessous fournit un récapitulatif des incertitudes de mesures des différents moyens utilisés pour la caractérisation de champs neutroniques de références.

	Energie (u_{E_n}/E_n)	Fluence (u_{Φ}/Φ)
TPR-CMOS	< 1.5 %	4-6 %*
BC501A	~ 3 %	~ 3 %
Long Compteur	-	2.5-3%
TOF	~ 1 %	-

* La valeur indiquée ne prend pas en compte l'éventuelle amélioration de l'incertitude relative à une meilleure précision de mesure des distances entre les capteurs CMOS du télescope.

Finalement, au travers de ce travail, il apparaît que le télescope étudié est un candidat sérieux pour réaliser une spectrométrie fine des champs neutroniques. Ceci suivant une procédure de mesure primaire, sans recours à aucun processus de déconvolution des données expérimentales.

Perspectives

En regard du travail effectué au cours de cette thèse, différentes perspectives peuvent être envisagées pour la poursuite du projet. Les différents points à aborder concernent d'une part les améliorations possibles du prototype actuel et d'autre part la construction d'un second prototype du télescope dédié à des mesures de plus hautes énergies et de plus haut flux et prenant en compte le retour d'expérience du prototype actuel.

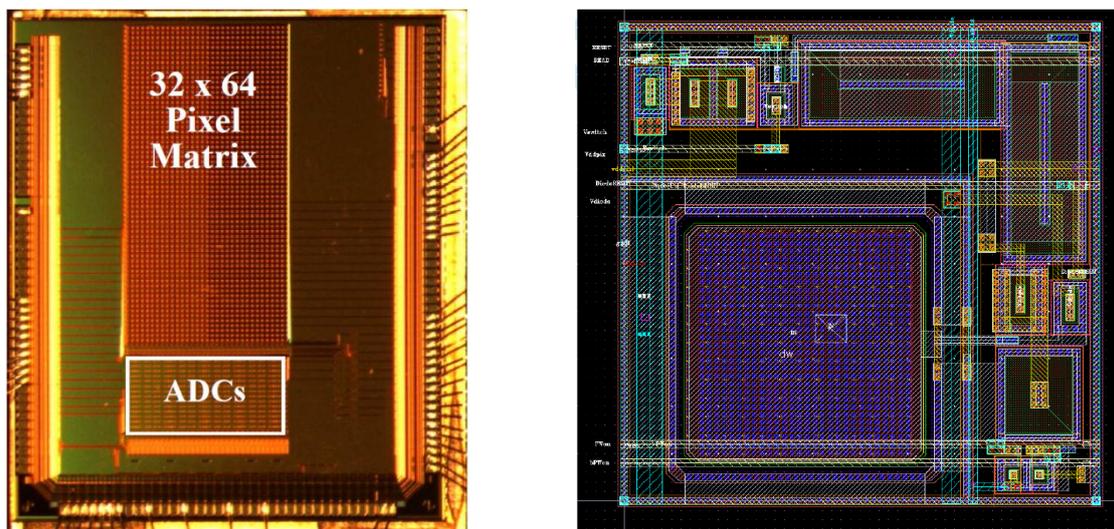
Optimisation du prototype actuel

Les améliorations du dispositif actuel peuvent s'orienter sur deux axes, le premier concerne la simulation du fonctionnement du détecteur. En effet, les simulations ont jusqu'à présent été réalisées avec l'aide du code de transport MCNPX, cependant d'autres codes peuvent être envisagés, tels GEANT 4 ou FLUKA. Il est important en métrologie de confronter différents codes de calcul notamment pour évaluer la réponse en fluence du détecteur et les incertitudes associées. Des travaux précédents [116] ont montré des différences parfois non négligeables surtout dans le domaine des neutrons thermiques. Le second point d'amélioration concerne la quantification des incertitudes. Si une première étape a été réalisée pendant cette thèse, une amélioration des processus de mesures des incertitudes est à prévoir, notamment en ce qui concerne les mesures de distances à l'intérieur du télescope et de composition des convertisseurs. Une étude dédiée à l'élaboration des incertitudes des distributions en énergie de la fluence des champs neutroniques devra également être menée. Enfin, l'amélioration de la résolution du détecteur pourrait être envisagée par le biais d'une procédure de déconvolution des spectres finaux par la fonction de transfert du télescope, estimé par simulation Monte Carlo. Ce processus, complexe, est à étudier, notamment en terme d'estimation des incertitudes liée à la procédure de déconvolution et de ce fait au statut de détecteur primaire pour la caractérisation des champs neutroniques. Afin d'améliorer la maintenance du système, des améliorations mécaniques seront à prévoir, notamment un dispositif simple et efficace de mise en place des convertisseurs en polyéthylène. De la même manière, l'insertion d'une source tri alpha en vue d'un étalonnage de la diode Si(Li) devra être envisagée afin d'assurer la reproductibilité de l'étalonnage. En ce qui concerne la diode Si(Li), une étude pourrait être menée afin de juger de la pertinence d'utiliser une diode segmentée avec insertion ou non d'étage ΔE . Cette amélioration aurait pour but d'augmenter la précision de la trajectographie d'une part et d'autre part d'améliorer le processus de discrimination des bons événements. Enfin, la pérennité du système, en tant qu'étalon primaire, en haut de la chaîne métrologique, doit être assurée. Pour ce faire, il conviendra de s'assurer du nombre suffisant de capteurs CMOS afin de garantir le remplacement d'un élément du télescope lors d'une défaillance. La pérennité du système est également conditionnée par la caractérisation systématique de tous les convertisseurs en polyéthylène (épaisseur et composition chimique) et les capteurs de positions (épaisseur et efficacité de détection) qui pourront être utilisés.

Vers un télescope haut flux : projet Fast-Pix-N

Au cours des dernières années, un intérêt croissant est observé pour la production de champs neutroniques de très haut flux de neutrons rapides, autour de 14 MeV, notamment en vue de la fusion nucléaire et du projet ITER. De fait, la nécessité de caractériser ces champs neutroniques apparaît clairement, ce qui n'est pas sans poser des problèmes d'ordre technique. Le dispositif actuel du télescope souffre de deux limitations

principales, d'une part, la fréquence de lecture des capteurs CMOS actuels n'est pas suffisante pour permettre la rejection des événements parasites générés par le flux de neutrons intense et d'autre part la résistance des matériaux aux radiations qui ne supporteraient pas une exposition prolongée à des flux neutrons de l'ordre de $10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Un premier projet est d'ores et déjà à l'étude en collaboration avec l'IPHC afin d'intégrer dans le prototype final du télescope une version améliorée des capteurs de positions CMOS. Ces nouveaux capteurs, nommés Fast-Pix-N [117] permettant d'augmenter la fréquence de lecture d'un facteur 400 passant de 5 ms à 12.6 μs . L'augmentation de cette fréquence de lecture permettra à terme la mesure de champs neutroniques avec un débit de fluence de l'ordre de 10^7 à $10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le « design » des capteurs Fast-Pix-N est issu du retour d'expérience des capteurs CMOS présents sur le télescope actuel, les principales caractéristiques des nouveaux capteurs sont : une zone de $15 \mu\text{m}$ de zone épitaxiale totalement dépletée, basé sur la technologie XFAB [118], permettant la collection des charges perdues par un unique proton dans un pixel. Une taille des pixels de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, suffisante pour la trajectographie des protons de recul dans le télescope. La structure des ADC intégrés dans chaque colonne est issue d'un compromis entre la précision de la collection des charges et la consommation d'énergie par les capteurs, la résolution des ADC est fixée à 4 bits. La version finale des capteurs Fast-Pix-N sera constituée d'une matrice de 128×128 pixels sur environ 1 cm^2 . L'intégration dans le prototype final du télescope est prévue pour 2014.



Photographie du prototype de capteur FastPixN (à gauche) et architecture d'un pixel de $50 \mu\text{m}^2$ incluant une diode de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ (à droite)

La seconde contrainte à prendre en compte pour le développement d'un détecteur dédié au haut flux concerne la résistance aux radiations. Les détecteurs de particules à base de silicium (capteur CMOS ou diode Si(Li)) sont rapidement endommagés lorsque les flux de particules chargées sont trop intenses, au-delà de $10^{11} \text{ p.cm}^{-2}$. La dégradation du semi-conducteur se fait par une augmentation du courant de fuite et une diminution de l'efficacité de collection des charges [119] [120], d'où une diminution des performances avec le temps. Une des alternatives à l'utilisation de semi-conducteur à base de silicium est l'utilisation de détecteurs diamant, naturel ou artificiel (CVD). Les détecteurs diamant peuvent être utilisés sans ou avec convertisseur. Dans le premier cas la détection directe des neutrons se fait via la réaction $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ dans le second cas, le noyau de recul est directement détecté. La résistance aux radiations des détecteurs CVD est avérée pour les faisceaux de particules de hautes énergies, les performances de ces détecteurs restant inchangées jusqu'à un flux de $10^{14} \text{ p.cm}^{-2}$ à 500 MeV et $10^{15} \text{ p.cm}^{-2}$ à 25 GeV contrairement aux détecteurs silicium [121] [122]. Cependant, l'utilisation de détecteurs CVD pour des protons autour du MeV ne semble pas pertinente, en effet de récentes études [123] [124]

démontrent que les détecteurs CVD ne sont pas plus tolérants aux radiations que les structures silicium de type PIN (diode), au contraire. Pour des protons de 4.5 MeV, une diminution du signal de 3 % est observée à partir de $1.7 \cdot 10^{12}$ p.cm⁻² pour les CVD contre $4.2 \cdot 10^{12}$ p.cm⁻² pour les détecteurs PIN soit une tolérance 2.5 fois plus importante. Néanmoins, les détecteurs CVD ont été utilisés pour réaliser une caractérisation de champs neutroniques rapides dans un but métrologique, que ce soit par interaction directe des neutrons [125] ou en remplacement d'un détecteur Silicium dans un montage de type télescope [126]. De très bonnes performances sont observées, notamment en termes de résolution en énergie des détecteurs (<4%), cependant des problèmes de stabilités des mesures ont été révélées par les auteurs, ce qui nécessite des investigations supplémentaires.

Vers un télescope haute énergie

Le domaine de la radiothérapie prend de plus en plus d'importance au cours de ces dernières années, en particulier la proton-thérapie qui s'intéresse au traitement de tumeurs spécifiques par faisceau de protons de hautes énergies, entre 60 et 200 MeV. Outre les doses reçues par la tumeur, une part non négligeable de rayonnements est également reçue par les tissus sains du fait de particules secondaires créées lors de l'interaction des protons primaires avec la matière. De ce fait, la caractérisation de champs neutroniques de haute énergie présente un intérêt certain. Plusieurs développements de détecteurs, sur le principe du télescope à protons de recul, ont été réalisés en ce sens [127] [128]. La principale limitation à haute énergie provient de la part importante de pollution (protons) accompagnant le champ neutronique, pour cette raison un fonctionnement de type ΔE -E est employé. Si le détecteur ΔE peut être réalisé à l'aide de semi-conducteur à base de silicium (quelques mm d'épaisseur), il n'est pas envisageable de mesurer la totalité de l'énergie résiduelle des protons de recul de plus de 30 MeV avec une diode Si(Li), un scintillateur plastique de quelques dizaines de mm doit être préféré. Un fonctionnement utilisant une succession de couches ΔE pourrait être envisagée mais demande une étude plus approfondie en ce qui concerne la résolution en énergie d'un tel système.

En conclusion, et en regard des perspectives d'évolution du système actuel, il apparaît qu'un des points forts du TPR-CMOS est son adaptabilité d'un point de vue technologique. Que ce soit vers les hauts flux ou les hautes énergies, les améliorations sont envisageables afin de rendre possibles de telles mesures. Le prototype actuel est en voie de qualification pour la caractérisation primaire de champs neutroniques de référence dans la gamme 5-20 MeV et le prototype final, en cours de conception, permettra d'en étendre les possibilités de mesures.

*Annexe : Programme d'analyse des
données*

L'analyse des données est effectuée à l'aide d'un code d'analyse spécifique, développé au cours de la thèse. Il s'agit d'un programme développé en langage C/C++ et utilisant des fonctions de l'environnement ROOT développé par le CERN. Ce programme a trois fonctions principales : lire les données brutes renvoyées par le TPR-CMOS et identifier des événements en coïncidence dans les étages de détection du TPR-CMOS, reconstruire l'énergie des événements assimilables à des protons de recul, et enfin, stocker les bons événements pour une analyse plus fine de leurs caractéristiques en vue de l'application de critères de sélection.

Bloc 1 : Lecture et identification des événements en coïncidence

Le bloc 1 est constitué de quatre étapes qui visent à extraire les données et identifier les traces qui sont en coïncidence dans les étages de détection (capteurs CMOS et diode).

Etape 1 : Lecture des données brutes

Le fichier de sortie fourni par le TPR-CMOS est un fichier binaire regroupant la totalité des informations sur les événements enregistrés durant une expérience. La structure du fichier est décomposée en *frames* correspondant à la lecture intégrale en parallèle des trois capteurs CMOS (c'est-à-dire des 320 x 320 pixels). Un *frame* se décompose comme suit :

- un premier mot de 32 bit, il comprend le nombre de coups moniteur M_1 enregistrés depuis le début de l'expérience (codé sur 12 bits), 3 bits fixes (010) et 17 bits pour le numéro de frame N_f .
- vient ensuite un second bloc de données fournissant l'information sur les capteurs CMOS et la diode. Les quatre premiers bits du bloc ($b_1b_2b_3b_4$) indiquent quel élément a été touché et en conséquence la quantité de données à récupérer par la suite. Le bit b_1 indique le CMOS 1, le bit b_2 , le CMOS 2, b_3 pour le CMOS 3 et b_4 pour la diode Si(Li). Si le bit b_i vaut 1 cela indique que l'élément i est touché et 0 sinon.
- A la suite de ces quatre bits sont recueillies les données relatives au pixel touché, à savoir : le numéro du pixel (codé sur 17 bits), la charge ADC dans l'élément considéré (capteur CMOS ou diode), codé sur n fois 12 bits, où n représente le nombre d'éléments touchés ($n=1...4$), et enfin k bits à zéro pour compléter l'octet. La quantité d'informations à récupérer dépend donc du nombre d'éléments touchés (5, 6, 8 ou 9 bytes suivant que n vaut 1, 2, 3 ou 4). Il y a autant de données à recueillir que de pixels touchés pendant la lecture d'un *frame*.

En addition des informations ci-dessus, toutes les 20.5 secondes environ, un mot de 32 bits est inséré et renseigne sur la température à l'intérieur du TPR-CMOS. A l'issue de cette lecture, le PAD dispose donc, pour chaque *frame*, du nombre et du numéro de pixels touchés dans chaque plan et éventuellement de la charge déposée par une particule dans la diode Si(Li). Le temps effectif d'irradiation est donné par le nombre de frames lus, grâce à l'estampillage par pas de 5 ms/*frame*.

Etape 2 : Algorithme de clustérisation

Un amas de pixels touchés étant désigné en anglais comme « *cluster* », le terme de *clusterisation* sera employé pour désigner le processus de recherche et d'identification de ces « amas » de pixels. Lorsque les données de base sont disponibles, un algorithme de clusterisation a été développé afin d'identifier le nombre N_i et les coordonnées (X_i, Y_i) des impacts dans chaque capteurs CMOS i .

A partir des coordonnées (x_j, y_j) des impacts dans le capteur CMOS considéré, le barycentre des *clusters* est identifié en moyennant les coordonnées des impacts. La distinction de deux *clusters* proches entre eux est réalisée en imposant un rayon maximal du *cluster* (dans le PAD ce rayon r_{max} est fixé à 10 pixels). De la même manière, la charge ADC totale déposée dans le *cluster* est estimée en sommant les charges (unité ADC) dans chaque pixel.

$$X_i = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} x_i, Y_i = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} y_i \text{ et } ADC_{tot} = \sum_{i=1}^{N_i} ADC_i$$

Etape 3 : Identification des traces en coïncidence

La troisième étape de ce bloc consiste à identifier les événements qui sont en coïncidence. Pour qu'une trace soit considérée en coïncidence, il faut que sur un ou deux *frames* consécutifs (N_f ou N_f et N_{f-1}) les trois capteurs et la diode aient été touchés. A titre d'exemple, considérons un cas où les capteurs CMOS et la diode ont été touchés respectivement 2,3,1 et 1 fois. Dans ce cas, il y a bien une trace en coïncidence dans le télescope, il convient cependant de déterminer quels sont les clusters à retenir pour la trace (parmi les clusters multiples dans les CMOS 1 et 2). Ce choix est réalisé en appliquant un ajustement linéaire (utilisant la fonction *fit* de ROOT) des impacts dans les capteurs. La trajectoire ayant le plus petit χ^2 est conservée, les autres impacts sont éliminés. Le nombre de tests N_{Test} à réaliser est fonction du nombre de *clusters* enregistrés N_{Cl_i} dans chaque capteur CMOS numéro i , ce nombre vaut $N_{Test} = \prod_{i=1}^3 N_{Cl_i}$. Finalement, le nombre de traces retenu est égal à $N_{Trace} = \min(N_{Cl_i})$.

Etape 4 : Création d'un fichier intermédiaire

A l'issue du bloc 1, un fichier intermédiaire est créé, il comporte les informations suivantes :

- le numéro de *frame* N_f
- les coordonnées des barycentres des *clusters* dans les trois plans CMOS (X_i, Y_i)
- les charges ADC totales pour chacun des trois *clusters*
- le dépôt de charge enregistré dans la diode

Bloc 2 : Reconstruction de l'énergie des événements candidats à des protons de recul

A partir du fichier intermédiaire créé dans le bloc 1, le calcul des paramètres de la trace et la reconstruction de l'énergie sont effectués. Ceci est réalisé en trois étapes.

Etape 1 : Calcul de l'angle d'émission de la trace

Le calcul de l'angle d'émission est réalisé à partir de la lecture des coordonnées des barycentres dans chaque capteur CMOS. En appliquant la formule 2-7, les trois estimateurs de l'angle d'émission sont accessibles : $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$. Comme il a été mentionné dans la section 3.2.2, l'angle de référence pour le calcul des pertes d'énergie est pris comme $\hat{\theta}_0 = \theta_1 = \theta_{12}$.

Etape 2 : Calcul des pertes d'énergie du proton de recul

L'estimation des pertes d'énergie de la particule (assimilée à un proton) est calculée à partir de valeurs tabulées d'après J. F. Ziegler et al. [17]. La méthode spécifique du calcul a été présentée en section 3.4.1, elle ne sera pas détaillée ici. En ce qui concerne les pertes d'énergie de la particule dans le convertisseur, elles sont calculées en considérant la particule créée au milieu du convertisseur d'épaisseur e_0

Etape 4 : Estimation de l'énergie neutron

Lorsque la reconstruction de l'énergie de la particule est achevée, l'énergie initiale du neutron \hat{E}_n est estimée via la relation rappelée ci-dessous :

$$\hat{E}_n = \frac{\cos \hat{\theta}_0 \cdot \hat{E}_4 + \sum_{i=0}^3 p_i(E_{i+1}) \cdot \hat{e}_i}{\cos^3 \hat{\theta}_0}$$

Bloc 3 : Stockage des caractéristiques des protons de recul et analyse spécifique

Le dernier bloc a pour utilité de stocker les données et de les rendre facilement manipulables pour la sélection finale des événements qui seront attribués à des protons de recul, ceci est réalisé en deux étapes :

Etape 1 : Création d'un objet TTree

Les caractéristiques finales des traces enregistrées sont stockées dans un objet de type *TTree* issu de l'environnement ROOT. Cet objet agit comme une base de données où, pour chaque événement enregistré, sont attribués :

- un identifiant : le numéro de *frame*
- l'énergie de la particule en entrée de chaque plan
- l'énergie finale dans la diode
- l'énergie estimée du neutron en faisant l'hypothèse que la particule est bien un proton de recul
- la signature énergétique de la particule dans les capteurs CMOS
- le χ^2 en projection sur l'axe X et sur l'axe Y de la trace
- les trois estimateurs de l'angle d'émission

Etape 2 : Application de filtres pour la sélection des protons de recul

A partir de ces caractéristiques facilement accessibles, il est désormais possible d'appliquer des filtres afin de ne garder que les événements correspondant réellement à des protons de recul. Ce travail d'analyse fine peut porter sur différents aspects de la trace. Ces filtres peuvent agir sur :

- la linéarité de la trajectoire via un seuil sur le critère du χ^2
- les déviations multiples du proton de recul via les estimateurs de l'angle d'émission entre les capteurs CMOS
- la corrélation entre l'énergie de la particule en entrée de chaque plan et sa signature énergétique
- l'ouverture angulaire du TPR-CMOS, qui, pour des raisons géométriques, est inférieure à 41° (Cf. section 3.2)

Références

- [1] JCGM, "Vocabulaire International pour la Métrologie," 2008.
- [2] Bureau International des Poids et Mesures, <http://www.bipm.org>.
- [3] N. J. Roberts, N. N. Moiseev, and M. Kralik, "Radionuclide neutron source characterization techniques," *Metrologia*, vol. 48, pp. S239-S253, 2011.
- [4] V. Lacoste, "Review of radiation sources, calibration facilities and simulated workplace fields," *Radiation Measurements*, vol. 45, no. 1083-1089, 2010.
- [5] A. O. Hanson, *Radioactive neutron sources in Fast Neutron Physics*, J. B. Marion and J. L. Fowler, Eds. 1960, vol. I.
- [6] International Organisation for Standardization, "Reference Neutron Radiations - Part 1 : characteristics and methods of production," *Norme ISO 8529-1*, 2001.
- [7] R. Nolte and D. J. Thomas, "Monoenergetic fast neutron reference fields: I. Neutron production," *Metrologia*, vol. 48, pp. S262-S273, 2011.
- [8] J. L. Gammel, *The n-p Total and differential cross sections in the energy range 0-40 MeV in Fast neutron physics*, J. B. Marion and J. L. Fowler, Eds. 1960, vol. II.
- [9] M. B. Chadwick and al, "ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for science and technology," *Nuclear Data Sheets*, vol. 112, no. 12, pp. 2887-2996, 2011.
- [10] D. J. Thomas and E. J. Axton, "The need for a relativistic approach when calculating proton recoil telescope efficiencies," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 174, pp. 321-322, 1980.
- [11] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 3rd ed. 2000.
- [12] M. J. Berger, et al. XCOM : Photon Cross Section Database. [Online]. <http://physics.nist.gov/xcom>
- [13] O. Klein and Y. Nishina, "On the scattering of radiation by free electrons according to Dirac's relativistic quantum dynamics," *Zeitschrift für Physik*, vol. 52, pp. 853-866, 1929.
- [14] H. Bethe, *Z. Phys.*, vol. 76, 1932.
- [15] F. Bloch, *Z. Phys.*, vol. 81, 1933.
- [16] U. Fano, "Studies in penetration of charged particles in matter," *Nuclear Science Report*, vol. 39, pp. 1-338, 1964.
- [17] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter SRIM*. 2008, <http://www.SRIM.org>.
- [18] F. Rohrlich and B. C. Carlson, "Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering," *Physical review*, vol. 93, p. 38, 1953.
- [19] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker, and J. Chang. ESTAR, PSTAR, ASTAR : Computer Program for Calculating Stopping power and range tables for electrons, protons and helium ions. [Online]. <http://physics.nist.gov/Star>
- [20] N. Bohr, "The penetration of atomic particles through matter," *Kgl. Danske Videnskab. Selskab.; Mat.-Fys. Medd*, vol. 18, p. 8, 1948.
- [21] L. Landau, "On the energy loss of fast particles ionization," *J. Phys. USSR*, vol. 8, p. 201.
- [22] P. V. Vavilov, "Ionization losses of high-energy particles," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 32, p. 920, 1957.
- [23] G. Molière, *Z. Naturforschung A*, vol. 3, p. 78, 1948.
- [24] V. L. Highland, "Some practical remarks on multiple scattering," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 129, pp. 497-499, 1975.
- [25] G. R. Lynch and O. I. Dahl, "Approximations to multiple Coulomb scattering," *Nucl. Instr. and Meth. B*, vol. 58, pp. 6-10.

- [26] G. Amsel, G. Battistig, and A. L'Hoir, "Small angle multiple scattering of fast ions, physics, stochastic theory and numerical calculations," *Nucl. Instr. and Meth. B*, vol. 201, pp. 325-388, 2003.
- [27] ICRP, "Recommandations of the International Commission on Radiological Protection," vol. 103, 2007.
- [28] D. J. Thomas, R. Nolte, and V. Gressier, "What is neutron metrology and why is it needed?," *Metrologia*, vol. 48, pp. S225-S238, 2011.
- [29] AFNOR, "Reference neutron radiations - Part 1 : characteristics and methods of production," *Norme ISO 8529-1*, 2001.
- [30] International Organisation for Standardization, "Reference Neutron Radiations - Part 2 : Calibration Fundamentals of Radiation Protection Devices Related to the Basic Quantities Characterizing the Radiation Field," *Norme ISO 8529-2*, 2000.
- [31] International Organization for Standardization, "Reference Neutron Radiations - Part 3 : Calibration of Area and Personal Dosimeters and Determination of their Response as a function of Neutron Energy and Angle of Incidence," *Norme ISO 8529-3*, 2000.
- [32] D. T. Bartlett, J.-L. Chartier, M. Matzke, A. Rimpler, and D. J. Thomas, "Concepts and quantities in spectrometry and radiation protection," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 107, no. 1-3, pp. 23-35, 2003.
- [33] EURAMET. [Online]. <http://www.euramet.org>
- [34] J. B. Marion and J. L. Fowler, "Fast neutron physics Part I," 1959, Section II pp 177-335 and Section III pp 359-449.
- [35] R. Nolte and D. J. Thomas, "Mono-energetic fast neutron reference fields: II. Field characterization," *Metrologia*, vol. 48, pp. S274-S291, 2011.
- [36] R. L. Bramblett, R. I. Ewing, and T. W. Bonner, "A new type of neutron spectrometer," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 9, p. 1, 1960.
- [37] A. O. Hanson and M. L. McKibben, *Phys. Rev.*, vol. 72, p. 673, 1974.
- [38] A. Cheminet, et al., "Characterization of the IRSN neutron multisphere spectrometer (HERMEIS) at European standard calibration fields," *J. Instr.*, vol. 7 C04007, 2012.
- [39] M. Matzke, "Unfolding procedure," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 107, no. 1-3, pp. 155-174, 2003.
- [40] D. J. Thomas and A. V. Alevra, "Bonner sphere spectrometers - a critical review," *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, vol. 476, pp. 12-20, 2002.
- [41] A. Cheminet, Lacoste V., G. Hubert, D. Boshier, and J. Poupenev, "Experimental measurements of the cosmic-ray induced neutron spectra at various mountain altitudes with HERMEIS," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 19, no. 4, 2012.
- [42] E. Normand, "Single event upset at ground level," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, p. 2742, 1996.
- [43] V. Lacoste, "Design of a new Long Counter for the determination of the neutron fluence reference at the IRSN AMANDE facility," *Radiation measurements*, vol. 45, pp. 1250-1253, 2010.
- [44] V. Lacoste and V. Gressier, "Experimental characterization of the IRSN long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the AMANDE facility," *Radiation Measurements*, vol. 45, pp. 1254-1257, 2010.
- [45] N. J. Roberts, D. J. Thomas, V. Lacoste, R. Röttger, and S. Loeb, "Comparison of long counter measurements of monoenergetic and radionuclide source-based neutron fluence," *Radiation measurements*, vol. 45, pp. 1151-1153, 2010.
- [46] H. Tagziria and W. Hansen, "Neutron spectroscopy in mixed fields: proportional counter spectrometers," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 107, no. 1-3, pp. 73-93, 2003.
- [47] H. Klein, "Neutron spectroscopy in mixed fields: NE2113/BC501A liquid scintillation

- spectrometers," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 107, no. 1-3, pp. 95-109, 2003.
- [48] S. J. Bame, E. Haddad, J. E. Perry, and R. K. Smith, "Absolute determination of monoenergetic neutron flux in the range 1 to 30 MeV," *Rev. Sci. Instr.*, vol. 28, pp. 997-1006.
- [49] G. Pichenot et al., "Characterization of spherical proton recoil proportional counters used for neutron spectroscopy," *Nucl. Instr and Meth in Phys. Res. A*, vol. 476, pp. 165-169, 2002.
- [50] M. Matzke, "Unfolding of pulse height spectra: the HEPHRO program system," PTB report 6-42-98-1, 1998.
- [51] J. Weese, "A reliable and fast method for the solution of Fredholm integral equation of the first kind based on Thikonov regularization," *Comp. Phys. Comm.*, vol. 69, p. 99, 1992.
- [52] D. Schlegel, "TARGET user's manual," PTB report 6-41-98-1, 1998.
- [53] G. Dietze and H. Klein, "NRESP4 and NEFF4: Monte Carlo codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE213 scintillation detectors," PTB report ND-22, 1982.
- [54] L. Lebreton, A. Zimbal, and D. J. Thomas, "Experimental comparison of the Am-Be neutron fluence energy distributions," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 126, pp. 3-7, 2007.
- [55] V. Gressier et al., "AMANDE: a new facility for monoenergetic neutron filed production between 2 keV and 20 MeV," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 110, pp. 49-52, 2004.
- [56] C. Golabek et al., "A u-TPC detector for the characterizatoin of low energy neutron field," *Nuc.l Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, vol. 678, pp. 33-38, 2012.
- [57] M. A. Cognet and V. Gressier , "Development of a measurement reference standard for neutron energies between 1 MeV and 20 MeV usong time of flight method at the AMANDE facility," *Metrologia*, vol. 47, pp. 377-386, 2010.
- [58] E. J. Axton and A. G. Bardell, "Neutron yield from the spontaneous fission of 252-Cf," *Metrologia*, vol. 21, pp. 59-74, 1985.
- [59] N. J. Robert and M. J. Parfitt, "MCNPX modelling of the NPL manganese bath facility based on a converted CAD model," *Radiation Measurements*, vol. 45, pp. 1346-1349, 2010.
- [60] D. Sloan and J. C. Robertson, "The efficiency of a recoil proton monitor," *Nucl. Instr. Meth.* , vol. 198, pp. 365-372, 1982.
- [61] C. H. Johnson, *Recoil Telescope detectors in Fast neutron physics*, J. B. Marion and J. L. Fowler, Eds. 1960.
- [62] H. J. Brede, M. Cosack, H. Lesiecki, and B. R. L. Siebert, "Neutron fluence measurements with a proton recoil telescope," PTB report, 1984.
- [63] B. R. L. Siebert, H. J. Brede, H. Lesiecki, and M. Cosack, "Corrections and uncertainties for neutron fluence measurements," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 235, pp. 542-552, 1985.
- [64] B. R. L. Siebert, H. J. Brede, and H. Lesiecki, "A Monte Carlo program for transferring proton recoil tlescope neutron fluence measurements to detectors," PTB report ND 23, 1982.
- [65] A. Allaoua, "Etude et développement de détecteurs dédiés aux mesures de référence de champs neutroniques mono-énergétique," IRSN Thèse, 2009.
- [66] M. Cinausero et al., "A proton recoil telescope for neutron spectroscopy," *Journal of Physics: Conference series*, vol. 41, pp. 219-224, 2006.
- [67] A. Donzella et al., "A proton recoil telescope for neutron spectroscopy," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 613, pp. 58-64, 2010.

- [68] J. Taforeau, S. Higuere, D. Husson, and L. Lebreton, "A new recoil proton telescope for characterization of energy and fluence of fast neutron fields," *J. Instrum.*, vol. 7, 2012.
- [69] GoodFellow. [Online]. <http://www.goodfellow.com>
- [70] L. Lavergne, "DéTECTEURS à semi-conducteurs," Support de cours, 2007.
- [71] D. F. Measday and C. Richard-Serre, "The loss of protons by nuclear inelastic interactions in various materials," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 76, pp. 45-54, 1969.
- [72] M. Q. Makino and C. N. Wadell, "The nuclear reaction efficiency correction for silicon and germanium detectors," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 60, pp. 109-112, 1968.
- [73] Camberra. [Online]. http://www.camberra.com/pdf/products/Detector_pdf/LEC_LERE_1.pdf
- [74] E. R. Fossum, *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 44, p. 1689, 1997.
- [75] R. Turchetta et al., "A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 458, pp. 667-689, 2001.
- [76] Y. Gornushkin et al., "Test results of monolithic active pixel sensor for charged particle tracking," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 478, pp. 311-315, 2002.
- [77] M. Trocme, S. Higuere, D. Husson, A. Nouredine, and T. D. Le, "A new device for efficient neutron counting using a CMOS active pixel sensor," *Rad. Meas.*, vol. 43, pp. 1100-1103, 2008.
- [78] M. Vanstalle, et al., "Demonstrating the gamma transparency of a CMOS pixel detector for a future neutron dosimeter," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 662, pp. 45-48, 2012.
- [79] S. Higuere, D. Husson, T. D. Le, A. Nouredine, and N. Michielsen, "Electronic radon monitoring with the CMOS System-on-Chip AlphaRad," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 584, pp. 412-417, 2008.
- [80] Xilinx. [Online]. <http://www.xilinx.com>
- [81] H. Gotoh and H. Yagi, "Solid angle subtended by a rectangular slit," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 96, pp. 485-486, 1971.
- [82] G. S. Fishman, "Monte Carlo Concepts, Algorithms and Applications," *Springer-Verlag*, 1996.
- [83] Monte Carlo Team, "MCNP - A general N-Particle Transport Code, Version 5," vol. I, Overview and Theory, 2005.
- [84] GEANT 4 Collaboration, "Geant 4, user's guide for application / Toolkit developers," 2009, <http://www.geant4.org/geant4>.
- [85] G. Battistoni, et al., "The FLUKA code: Description and benchmarking," *AIP Conference proceeding*, vol. 896, pp. 31-49, Sep. 2007.
- [86] S. Goudsmit and J. L. Saunderson, "Multiple Scattering of Electrons," *Phys. Rev.*, vol. 57, p. 24, 1940.
- [87] S. Seltzer, *An overview of ETRAN Monte Carlo Methods in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, T. M. Jenkins, R. N. Walter, and A. Rindi, Eds. 1988.
- [88] S. Seltzer, "Electron-Photon Monte Carlo Calculations: The ETRAN code," *Appl. Radiat. Isot.*, vol. 42, no. 10, pp. 917-941, 1991.
- [89] P. W. Martin and D. T. Stewart, "Gamma-ray yield from inelastic neutron scattering of 14 MeV neutrons from sodium, magnesium, silicon, sulfur, manganese and iron," *Journal of Nuclear Energy*, vol. 19, pp. 447-449, 1965.
- [90] J. Hohn, H. Pose, and D. Seeliger, "Elastic and inelastic scattering of 14.7 MeV neutrons from ^{28}Si ," *Nucl. Phys. A*, vol. 134, pp. 289-307, 1969.
- [91] N. Olsson, E. Ranstrom, and B. Trostell, "Neutron elastic and inelastic scatterings from

- Mg, Si, S, Ca, Fe and Ni at $E_n=21.6$ MeV," *Nucl. Phys. A*, vol. 513, pp. 205-238, 1990.
- [92] J. C. Robertson and K. J. Zieba , "The (n, α) and (n,p) reactions in silicon and the (n,p) reaction in aluminum at energies up to 5.6 MeV," *Journal of Nuclear Energy*, vol. 26, pp. 1-8.
- [93] D. W. Mingay, J. P. F. Sellschop, and P. M. Johnson, "Neutron induced reactions in silicon semiconductor detectors," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 94, pp. 497-507, 1971.
- [94] Los Alamos National Laboratory, *MCNPX user manual, APPENDIX I*, D. B. Pelowitz, Ed. 2005.
- [95] Root team. Root | A data analysis Framework. [Online]. <https://root.cern.ch/drupal/>
- [96] A. Barbe, "Détermination de la fluence neutronique à l'aide d'un spectromètre neutrons pour la métrologie : simulation et analyse de données expérimentales," IRSN Rapport de stage A paraitre, 2013.
- [97] P. Barberet, et al., "Technical description of the CENBG nanobeam line," *Nucl Instr. Meth. B* , vol. 267, pp. 2003-2007, 2009.
- [98] K. Greif, H. J. Brede, F. Frankenberg, and U. Gisen , "The PTB single ion microbeam for irradiation of living cells," *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 217, pp. 505-512, 2004.
- [99] V. Gressier, G. Pelcot, J. L. Pochat, and T. Bolognese-Milstajn, "New IRSN facilities for neutron production," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 505, pp. 370-373, 2003.
- [100] H. J. Brede, et al., "The Braunschweig accelerator facility for fast neutron research 1 : Building design and accelerators," *Nucl. Instr. Meth.* , vol. 169, pp. 349-358, 1980.
- [101] D. Schmidt, et al., "Characterization of liquid scintillation detectors," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 476, pp. 186-189, 2002.
- [102] J. De Pangher and L. L. Nichols, "A precision long counter for measuring fast neutron flux density," *BNWL-260*, 1966.
- [103] J. Taforeau, S. Higuere, D. Husson, and L. Lebreton, "Energy measurement of fast neutron fields with a recoil proton telescope using active pixel sensors," *Prog. Nucl. Sci. Technol.*, vol. X, p. XX, 2013.
- [104] V. Gressier and J. L. Pochat, "Les installations de l'IRSN dédiées à la métrologie des neutrons," *Radioprotection*, vol. 41, pp. 11-32, 2006.
- [105] J. Taforeau, S. Higuere, D. Husson, and L. Lebreton, "A recoil proton telescope as a possible primary standard for energy measurement of fast neutron fields," *Metrologia*, vol. X, p. XX, 2014.
- [106] V. Gressier , V. Lacoste, L. Lebreton, H. Muller, and G. Pelcot, "Characterization of the IRSN facility CANEL/T400 producing realistic neutron fields for calibration and test purposes," IRSN Rapport IRSN/SDE/LMDN 2004/08, 2004.
- [107] J. Taforeau, S. Higuere, D. Husson, and L. Lebreton, "Fluence measurement of fast neutron fields with a highly efficient recoil proton telescope using active pixel sensors," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. X, p. XX, 2014.
- [108] V. Gressier et al., "Characterization of the IRSN CANEL/T400 facility producing realistic neutron fields for calibration and test purposes," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 110, pp. 523-527, 2004.
- [109] International Organisation for Standardization, "Reference neutron radiations: characteristics and methods of production of simulated workplace neutron fields," *Norme ISO 12789-1*, 2001.
- [110] J. L. Chartier, F. Posny, and M. Buxerolle, "Experimental Assembly for the simulation of realistic neutron spectra," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. 44, pp. 125-130, 1992.
- [111] Bureau International des Poids et Mesures, JCGM, "Evaluation des données de mesure - Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure," JCGM 104:2009, 2009.

- [112] Commission on Isotopic Abundances and Atomic Weights, "Atomic weights of the elements," 2011.
- [113] J. G. Speight and N. A. Lange, *Lange's handbook of chemistry*, 16th ed., McGraw-Hill, Ed. 2005.
- [114] S. G. Johnson. [Online]. <http://cran.r-project.org/web/packages/cubature/index.html>
- [115] J. Bernstein, T. O. Espelid, and A. Genz, "An adaptive algorithm for the approximate calculation of multiple integral," *ACM Trans. Math. Soft.*, vol. 17, pp. 437-451, 1991.
- [116] M. Vanstalle, "Dosimétrie électronique et métrologies neutrons par capteur CMOS à pixels actifs," Université de Strasbourg Thèse de doctorat, 2011.
- [117] M. Kachel, D. Husson, S. Higuere, J. Taforeau, and L. Lebreton, "FastPix-N, a new integrated pixel chip for a future fast version of the IRSN recoil proton telescope," *Radiat. Prot. Dosim.*, vol. X, p. XX, 2014.
- [118] XFAB. [Online]. www.xfab.com
- [119] A. Simon et al., "Investigation of radiation damage in Si PIN photodiode for particle detection," *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 260, pp. 304-308, 2007.
- [120] R. Rando et al., "Silicon diode radiation hardening for high energy physics detectors," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 514, pp. 62-68, 2003.
- [121] W. Adam et al., "Radiation tolerance of CVD diamond detectors for pions and protons," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 476, pp. 686-696, 2002.
- [122] D. Meier et al., "Proton irradiation of CVD diamond detectors for high luminosity experiments at the LHC," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 426, pp. 173-180, 1999.
- [123] V. Grilj, N. Skukan, M. Jaksic, W. Kada, and T. Kamiya, "Irradiation of thin diamond detectors and radiation hardness tests using MeV protons," *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 306, pp. 191-194, 2013.
- [124] I. Zamboni, Z. Pastuovic, and M. Jaksic, "Radiation hardness of single crystal CVD diamond detector tested with MeV energy ions," *Diamond Relat. Mater.*, vol. 31, pp. 65-71, 2013.
- [125] A. Zimbal, L. Giacomelli, R. Nolte, and H. Schuhmacher, "Characterization of monoenergetic neutron reference fields with a high resolution diamond detector," *Rad. Meas.*, vol. 45, pp. 1313-1317, 2010.
- [126] R. J. Maqueda et al., "Proton recoil detector of fusion neutrons using natural diamond," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, pp. 624-627, 1996.
- [127] V. Dangendorf, et al., "Proton recoil telescopes for fluence measurement in neutron beams of 20-200 MeV energy," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 469, pp. 205-215, 2001.
- [128] Y. Shikaze, Y. Tanimura, J. Saegusa, and M. Tsutsumi, "Development of highly efficient proton recoil counter telescope for absolute measurement of neutron fluences in quasi-monoenergetic neutron calibration fields of high energy," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 615, pp. 211-219, 2010.