



In2p3

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Unité Mixte de Recherche 7178
CNRS-IN2P3 et Université de Strasbourg

Dosimétrie électronique et métrologie neutrons par capteur CMOS à pixels actifs

Thèse

Présentée publiquement le 24 juin 2011
pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Strasbourg
Spécialité : Physique subatomique

par

Marie VANSTALLE

Composition du jury :

Directeur de thèse	M. Abdel-Mjid NOURREDDINE	Pr. Université de Strasbourg
Rapporteurs externes	M. Philippe MORETTO M. Francisco FERNANDEZ MONERO	Pr. Université de Bordeaux I Pr. Universitat Autònoma de Barcelona
Examineurs	M. Didier PAUL M. Philippe DESSAGNE M. Daniel HUSSON	Pr. CEA/Cadarache DR. IPHC Strasbourg MC. Université de Strasbourg

A mon père,

Alain Vanstalle
(21 janvier 1953 - 3 août 1994)

Résumé

Ce travail vise à démontrer la faisabilité d'un dosimètre opérationnel neutrons basé sur la technologie CMOS. Le capteur utilisé (MIMOSA-5) doit pour cela être transparent aux γ et pouvoir détecter les neutrons sur une large gamme d'énergie en gardant évidemment une bonne efficacité de détection.

La réponse du système de détection, constitué du capteur CMOS adjoint d'un matériau convertisseur (polyéthylène pour les neutrons rapides, ^{10}B pour les neutrons thermiques), a été confrontée à des simulations Monte Carlo effectuées avec MCNPX et GEANT4 . Un travail de validation de ces codes a préalablement été effectué pour justifier leur utilisation dans le cadre de notre application.

Les expériences nous permettant de caractériser le capteur ont été menées au sein de l'IPHC ainsi qu'à l'IRSN/LMDN (Cadarache). Les résultats de l'exposition du capteur à des sources de photon pures et à un champ mixte n/ γ (source $^{241}\text{AmBe}$) montrent la possibilité d'obtenir un système transparent aux γ par application d'une coupure appropriée sur le dépôt d'énergie (aux alentours de 100 keV). L'efficacité de détection associée est très satisfaisante avec une valeur de 10^{-3} , en très bon accord avec MCNPX et GEANT4 . La réponse angulaire du capteur a été étudiée par la suite à l'aide de la même source.

La dernière partie de cette étude traite de la détection des neutrons thermiques (de l'ordre de l'eV). Les expériences ont été menées à l'IRSN sur une source de ^{252}Cf modérée à l'eau lourde. Les résultats obtenus ont montré une très bonne efficacité de détection (allant jusqu'à 6×10^{-3} pour un convertisseur dopé au ^{10}B) en très bon accord avec GEANT4 .

Abstract

This work aims at demonstrating the possibility to use active pixel sensors as operational neutron dosimeters. To do so, the sensor that has been used has to be γ -transparent and to be able to detect neutrons on a wide energy range with a high detection efficiency.

The response of the device, made of the CMOS sensor MIMOSA-5 and a converter in front of the sensor (polyethylen for fast neutron detection and ^{10}B for thermal neutron detection), has been compared with Monte Carlo simulations carried out with MCNPX and GEANT4 . These codes have been beforehand validated to check they can be used properly for our application.

Experiments to characterize the sensor have been performed at IPHC and at IRSN/LMDN (Cadarache). The results of the sensor irradiation to photon sources and mixed field ($^{241}\text{AmBe}$ source) show the γ -transparency of the sensor by applying an appropriate threshold on the deposited energy (around 100 keV). The associated detection efficiency is satisfactory with a value of 10^{-3} , in good agreement with MCNPX and GEANT4 . Other features of the device have been tested with the same source, like the angular response.

The last part of this work deals with the detection of thermal neutrons (eV-neutrons). Assays have been done in Cadarache (IRSN) with a ^{252}Cf source moderated with heavy water (with and without cadmium shell). Results asserted a very high detection efficiency (up to 6×10^{-3} for a pure ^{10}B converter) in good agreement with GEANT4 .

Remerciements

Voici donc venu le fatidique moment des remerciements, avec son lot de suspense, d'action, de rebondissements... Non, je vous rassure, je n'en ferai pas un (mauvais) film hollywoodien (enfin, je vais essayer). Il paraît que c'est la partie de la thèse la plus difficile à écrire (vu le temps qu'il m'a fallu pour les écrire, je confirme) et la plus lue. Et pour éviter les répétitions, je vais utiliser tous les synonymes disponibles des mots *merci* et *remercier* (en italique dans le texte... La cohérence du résultat n'est pas garantie ;-)). J'espère n'oublier personne.

Au risque de commencer ce paragraphe comme une dissertation du bon vieux temps du lycée (... Mr Müller et Mme Kennel, si vous nous regardez ...), j'entamerai les hostilités par un classique "dans un premier temps". Dans un premier temps donc, je tiens à *dédommager* (un premier synonyme...) mon directeur de thèse Abdel-Mjid Nourreddine pour m'avoir accueillie dans son groupe, pour m'avoir accordé sa confiance et pour sa bonne humeur. Je le remercie également pour sa relecture et ses commentaires sur mon manuscrit de thèse.

Je voudrais aussi *couvrir de fleurs* (...) mes encadrants au quotidien. Tout d'abord, Daniel Husson pour avoir été d'une aide précieuse (pour ne pas dire essentielle) pendant ces trois années, pour ses remarques pertinentes et pour les discussions animées de physique que nous avons pu avoir, toujours teintées d'humour. Un *dédommagement* également pour avoir relu et corrigé ce manuscrit, j'espère que ça n'a pas été trop douloureux. Cette thèse n'aurait probablement pas pu exister sans toi. *Grâce* Daniel (merveilleux, ce dictionnaire des synonymes)! Je *sais gré* également à Stéphane Higuieret pour ses conseils et son aide, et aussi pour nos discussions toujours intéressantes.

Je *loue* également mon prédécesseur, Mathieu Trocmé, pour m'avoir encadrée pendant ma première année de thèse, et aussi pour ne pas m'avoir sortie de son bureau à grand coup de pied après une énième question. Merci également d'avoir mis une si bonne ambiance dans mon début de thèse, j'ai grâce à toi découvert le potentiel qu'avait le bureau des doctorants du groupe ALICE pour jouer au badminton.

Merci à Samir de m'avoir accepté dans son bureau et de ne pas m'avoir tenu rigueur de l'extension de mon désordre, tel un mucus zerg.

Et évidemment, un *remerciement* collectif à destination de l'ensemble du groupe RaMsEs pour son accueil et son aide.

Sur le plan professionnel toujours, j'aimerais également *exprimer ma gratitude* à l'équipe du LMDN de l'IRSN (Cadarache), et plus spécifiquement Lena Le-

breton, Julien Taforeau et Gérard Pelcot sans qui le chapitre 5 de ce manuscrit n'aurait jamais existé. *Quartier* à vous (sérieusement, c'est quoi ce dictionnaire des synonymes?)!

Remise également à l'équipe du groupe de physique des radiations de l'UAB sans qui le calibrateur n'aurait pu être calibré (un comble), et plus particulièrement Khalil Amgarou, Maria José García et Carles Domingo.

Et bien évidemment, merci aux membres de mon jury, Philippe Dessagne, Philippe Moretto, Didier Paul et Francisco Fernandez Monero d'avoir accepté de lire ma prose (digeste, je l'espère) et de m'écouter dissenter sur le comportement du CMOS dans son milieu naturel (non, ceci n'est pas une thèse du DEPE).

Je tiens également à *rendre grâce* à toutes les personnes qui, bien que n'étant pas mes encadrants (officiels) durant cette thèse, ont contribué, d'une manière ou d'une autre, à m'aider pendant ces trois ans. Je pense particulièrement à Christelle Roy qui m'a notamment beaucoup soutenue pour ma recherche de post-doc (qui n'a pas toujours été simple), mais aussi dans d'autres moments de ma thèse. Je pense aussi à Fouad Rami et Christian Finck, qui ont également contribué à éclairer mon chemin vers l'après-thèse. Et enfin, Jérôme Baudot, qui a toujours été présent pour répondre à mes questions sur la magie des CMOS et autres questions existentielles. Merci Jérôme!

J'aimerais à présent *renvoyer* (vos indemnités sont sur mon bureau) les personnes qui, par leur présence, leur soutien, leurs blagues, et tant d'autres choses, m'ont également aidée à aller jusqu'au bout de ce travail. Je commencerai par mes collègues (et néanmoins amis) doctorants... Alain, pour son humour sarcastique que j'adore et son second degré, nos longues discussions sur nos galères respectives, nos concours du χ^2/ndf le plus aberrant (avec 5400, c'est moi qui ait gagné... Mais tu as encore une année pour faire mieux) et notre travail de fond pour déguster les stagiaires (bah quoi? c'est marrant). A Florian (et aux personnes à l'intérieur de lui), je dirai un grand merci : merci d'être aussi tête en l'air que moi, aussi doué que moi pour les phrases improbables, grâce à toi je me suis sentie beaucoup moins seule au pays des gens à côté de la plaque (et aussi sur le serveur battle.net). Merci à Zaida, pour son sens des réalités, pour sa bonne humeur et pour sa gentillesse. Tu manques quand même beaucoup ici. Quant à Momo, mon cher symétrique (de bureau, de TD, verseau, nucléaire, amateur de jus de pamplemousse rose), merci de *believe* qu'on *can fly*! Vous êtes tous devenus au cours de ces trois années bien plus que des collègues : des amis sur qui l'on peut compter. Et bien sûr, je *sais gré* à tous les autres : Julien, Didier, Swensy, Estelle, David, pour leur bonne humeur et les nombreux fous-rires que nous avons pu avoir ensemble. Un *ex-voto* collectif à tous pour l'idée des T-Shirts personnalisés, c'était particulièrement bien trouvé!

Je voudrais ajouter une *remise* spéciale à J.D. pour la subtilité, l'esthétisme, l'élégance et la puissance de ses phrases qui m'auront accompagnée tout au long de ma thèse (Momo, spéciale dédicace...). Je voudrais également *être re-*

connaissante envers Barbara : malgré la distance, tu m’as toujours soutenue dans les moments pénibles, je te dois beaucoup. Merci à Carole pour être venue à ma soutenance et pour ne pas avoir changé (Wouow!). Je profite également de l’occasion pour *apothéoser* (mais où va-t-il chercher tout ça ?) mes amis “de la vraie vie” (qui ont réussi à échapper à la spirale de la physique) mais aussi et surtout de toujours (la maternelle... ça date!) : Florence et Gauthier... Je ne sais pas trop quoi dire (pas parce qu’il n’y a rien mais plutôt parce qu’il y a trop à dire), alors juste merci d’être mes amis!

Merci également à tous les gens du laboratoire que j’ai pu côtoyer pendant ces 3 ans : Boris, Isabelle, Eric (notamment pour les Friday Social Events), Benjamin, Jérémy, Jean-Laurent (tes airs ironiques vont me manquer), et à mes ex-acolytes du BDD Armand (qui a soutenu le même jour que moi), Marion, Sylvie, et tous les autres...

Reconnaissance à la seule secrétaire du monde (ne cherchez pas) qui trouve que “les mails, c’est pas pratique”.

J’avais promis de ne pas oublier Maurice, alors merci infiniment Maurice pour ta constance... En trois ans, je ne t’ai jamais vu désertier le bureau des doctorants ALICE, toujours accroché depuis tant d’années à cette magnifique tapisserie moquette. Une telle abnégation, c’est beau. Bravo Maurice.

Je terminerai en remerciant les trois personnes à qui je dois le plus.

Tout d’abord, ma mère. Tu as été présente pour moi pendant toutes ces années, tu as beaucoup donné de ta personne pour mon bonheur. Je ne pourrais jamais assez te remercier pour tout ce que tu as fait pour moi. Sans toi, je ne serais jamais arrivée jusque là. J’espère avoir hérité de ton courage et de ta ténacité. Cette thèse, c’est en grande partie à toi que je la dois.

Bien évidemment, merci à Antonin... Je voudrais te remercier d’avoir toujours été là dans les moments difficiles et d’avoir supporté mon sale caractère, de ne pas me tenir rigueur quand j’essaie de te refiler la vaisselle et aussi, de ménager avec soin “la chèvre et le chevreau” ;-). J’espère que tu arriveras à me supporter encore longtemps, parce que sans toi la vie serait beaucoup moins drôle.

Enfin, je voudrais faire un remerciement posthume à mon père, sans qui ce manuscrit n’aurait probablement pas existé. Bien qu’il soit parti beaucoup trop tôt pour voir l’adulte que je suis devenue, j’espère vraiment qu’il aurait été fier de sa fille. Il a été le meilleur père que l’on puisse avoir, et je voudrais lui dire que je l’aime et qu’il me manque. C’est en grande partie pour lui que je suis arrivée jusqu’ici, et c’est pour cette raison que je lui dédie cette thèse.

Table des matières

Introduction	1
1 Des interactions à la dosimétrie	5
1.1 Interactions et détection de particules	6
1.1.1 Interaction des photons	6
1.1.1.1 Atténuation des γ	6
1.1.1.2 Effet photoélectrique	8
1.1.1.3 Effet Compton	9
1.1.1.4 Création de paires	9
1.1.1.5 Autres interactions	10
1.1.2 Interaction des particules lourdes chargées	10
1.1.2.1 Diffusions des particules lourdes	11
1.1.2.2 Ionisation à faible transfert d'énergie	11
1.1.3 Interaction des électrons	13
1.1.3.1 Ionisation	13
1.1.3.2 Bremsstrahlung	13
1.1.3.3 Longueur de radiation	15
1.1.4 Parcours des particules chargées	15
1.1.4.1 Particules lourdes	15
1.1.4.2 Cas des électrons	16
1.1.5 Diffusions multiples et straggling	16
1.1.6 Interaction des neutrons	17
1.1.6.1 Caractéristiques des neutrons	18
1.1.6.2 Différents types d'interactions	18
1.1.6.3 Loi d'atténuation	21

1.1.6.4	Sources de neutrons	21
1.1.6.4.1	Sources isotopiques	21
1.1.6.4.2	Réacteurs nucléaires	23
1.1.6.4.3	Accélérateurs de particules	23
1.1.6.5	Détecteurs de neutrons	24
1.2	Dosimétrie	26
1.2.1	Grandeurs physiques et dosimétriques	26
1.2.1.1	Fluence	26
1.2.1.2	Dose absorbée	26
1.2.1.3	Equivalent de dose	27
1.2.1.4	Dose transférée (Kerma)	27
1.2.2	Grandeurs de protection	28
1.2.2.1	Dose équivalente H_T	28
1.2.2.2	Dose efficace	28
1.2.3	Grandeurs opérationnelles	30
1.2.3.1	Dosimétrie de zone ou d'ambiance	30
1.2.3.2	Dosimétrie individuelle	32
1.2.3.3	Limites annuelles de dose	32
1.2.3.4	Détermination des grandeurs opérationnelles	32
1.2.4	Dosimétrie neutrons	34
1.2.4.1	Méthodes spectrométriques	35
1.2.4.2	Méthode globale	37
1.2.4.3	Dosimétrie de zone	39
1.2.4.4	Dosimétrie individuelle	39
1.2.4.4.1	Dosimètres passifs	40
1.2.4.4.2	Dosimètres actifs	41
1.3	Conclusion	44
2	Conditions expérimentales	45
2.1	Les capteurs CMOS	46
2.1.1	Physique des semi-conducteurs	46
2.1.1.1	Dopage	46
2.1.1.2	Jonction PN	47
2.1.2	Transistor MOS	47
2.1.2.1	Principe de fonctionnement	48
2.1.2.2	Modes de fonctionnement	49
2.1.3	Capteurs CMOS	50
2.1.3.1	Fabrication des circuits	51
2.1.3.2	Capteurs à pixels actifs	54
2.1.3.3	Principe de détection d'un capteur CMOS à pixels actifs	54
2.1.3.4	Électronique de lecture	56
2.1.4	Le capteur utilisé : MIMOSA-5	56
2.1.4.1	Amincissement	58

	2.1.4.2	Lecture de MIMOSA-5	59
	2.1.4.3	Système d'acquisition	60
2.2		Convertisseurs	62
	2.2.1	Efficacité de conversion	62
	2.2.2	Le polyéthylène, convertisseur de neutrons rapides	62
	2.2.2.1	Réactions des neutrons avec le polyéthylène	62
	2.2.2.2	Notion d'équilibre protonique	63
	2.2.3	Convertisseurs de neutrons thermiques	65
	2.2.3.1	Matériaux borés	65
	2.2.3.2	Autres convertisseurs	66
	2.2.4	Dosimètre multi-plage	67
2.3		Sources utilisées	68
	2.3.1	Sources de photons	68
	2.3.2	Source alpha	68
	2.3.3	Source d'électrons	68
	2.3.4	Sources de neutrons	69
	2.3.4.1	Source $^{241}\text{AmBe}$ - IPHC	69
	2.3.4.1.1	Raies d'émission de la source	70
	2.3.4.1.2	Géométrie de la source	71
	2.3.4.1.3	Caractérisation de la source	72
	2.3.4.2	Installation Van Gogh	78
2.4		Code d'analyse	79
	2.4.1	Analyse du bruit	79
	2.4.1.1	Détermination du piédestal	80
	2.4.1.2	Détermination du bruit moyen	80
	2.4.1.3	Profil des pixels bruyants	81
	2.4.1.4	Influence de la température sur le bruit	82
	2.4.2	Algorithme de reconstruction des clusters	83
3		Simulations Monte Carlo	86
	3.1	Principe de la méthode Monte Carlo	87
	3.1.1	Simulations	87
	3.1.2	Théorie de la méthode Monte Carlo	89
	3.1.3	Génération de nombres aléatoires	90
	3.1.3.1	Profondeur d'interaction	90
	3.1.3.2	Type d'interaction	90
	3.2	MCNPX	91
	3.2.1	Anatomie d'une simulation	91
	3.2.2	Grandeurs observables	92
	3.2.3	Modèles physiques	93
	3.3	GEANT4	93
	3.3.1	Structure d'une simulation	94
	3.3.2	Principe	95
	3.3.3	Structure des processus physiques	96

3.3.4	Modèles utilisés	96
3.3.4.1	Photons et électrons	96
3.3.4.2	Hadrons et ions	99
3.3.4.3	Neutrons	101
3.4	Validation des codes de simulation	102
3.4.1	Test des sections efficaces	102
3.4.2	Particules chargées et parcours	103
3.4.3	Comparaison de spectres de neutrons	109
3.4.4	Pour les photons	111
3.4.5	Conclusion sur la validation	113
3.5	Comparaison MCNPX/GEANT4	113
3.5.1	Neutrons rapides	113
3.5.2	Le cas des thermiques	114
3.6	Géométrie simulée	115
3.6.1	Simulation du cube	116
3.6.2	Intérêt de la simulation du local d'irradiation	117
3.7	Modération de la source AmBe	119
3.7.1	Choix du code de simulation	119
3.7.2	Optimisation de la sphère modératrice	120
3.8	Conclusion	122
4	Caractérisation du capteur	123
4.1	A propos du bruit	124
4.2	Exposition aux particules α	125
4.2.1	Simulations MCNPX	125
4.2.2	Résultats expérimentaux	128
4.2.3	Étalonnage en taux de comptage	129
4.3	Transparence γ	130
4.3.1	Sensibilité aux photons	131
4.3.1.1	Résultats d'une exposition à une source ^{241}Am	131
4.3.1.2	Un détecteur de rayons X?	131
4.3.1.3	Estimation du seuil de détection	134
4.3.1.4	Effet du convertisseur	135
4.3.1.5	Conclusion des mesures	138
4.3.2	Mesures en champ mixte $^{241}\text{AmBe}$	138
4.3.2.1	Simulations MCNPX et GEANT4	139
4.3.2.2	Résultats expérimentaux	140
4.3.2.3	Ajustements des distributions	142
4.3.2.4	Analyse en pureté	144
4.3.2.5	Comparaison simulation-expérience	146
4.3.2.6	A propos de l'étalonnage en énergie	148
4.3.2.7	Topologie des clusters	148
4.3.2.8	Mesures en source $^{241}\text{AmBe}$ sur l'irradiateur Van Gogh	150

4.3.2.9	Validité de la coupure aux autres énergies de photons	151
4.4	Réponse en fonction de la position du détecteur	152
4.4.1	Efficacité en fonction de la distance	152
4.4.2	Réponse angulaire	153
4.5	Mesures sur une source de ^{252}Cf	157
4.6	Réponse aux électrons β	158
4.7	Bilan des mesures	161
5	Détection des neutrons thermiques	162
5.1	Simulations Monte Carlo	163
5.1.1	A propos des photons	163
5.1.2	Configuration ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)	165
5.1.3	Configuration ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)/Cd	168
5.1.4	Effet de la présence de cadmium	170
5.2	Résultats expérimentaux	171
5.2.1	Effet du graphite	171
5.2.2	Convertisseurs borés	172
5.2.3	Clusters	176
5.3	L'expérience confrontée à la simulation	178
5.4	Une alternative au ^{10}B : le ^6Li	181
5.5	La modération de la source d'AmBe de l'IPHC	183
5.6	Étapes pour un futur dosimètre	185
5.7	Conclusion des mesures	187
	Conclusion générale	189
A	Calcul des incertitudes	193
A.1	Efficacité de détection	193
A.2	Détermination du flux à une distance d	194
A.3	Incertitude sur l'efficacité de détection	194

Table des figures

1.1	Coefficients d'atténuation massiques pour le silicium et le polyéthylène en fonction de l'énergie du photon incident [BHS ⁺ 05].	7
1.2	Prépondérance des différentes interactions des photons suivant leur énergie et le Z du milieu ralentisseur. τ , σ et K sont respectivement les sections efficaces d'effet photoélectrique, Compton et création de paires.	8
1.3	Section efficace différentielle de l'effet Compton en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion.	10
1.4	Perte d'énergie des muons dans le cuivre en fonction de $\beta\gamma = (pc)/(Mc^2)$ [Nak10].	12
1.5	Perte d'énergie dans l'air de particules chargées en fonctions de leur énergie [EHO ⁺ 04].	13
1.6	Pouvoir d'arrêt des électrons dans du silicium [BCZC05]. En trait plein est donnée la perte d'énergie par rayonnement de freinage.	14
1.7	Courbe de détermination du parcours d'après [Che86].	17
1.8	Sections efficaces des réactions principalement utilisées pour ce travail, extraites de la base de données JEFF 3.1 [NNS ⁺].	20
1.9	Modes de désintégration, par émission α ou par fission spontanée de ²⁵² Cf et ²⁴⁸ Cm [Bou02].	22
1.10	Sections efficaces des réactions (α,n) extraites de la base de données EXFOR (JANIS) [NNS ⁺]. Nous remarquons la présence d'une énergie seuil.	23
1.11	Facteurs de pondération radiologique pour différents types de rayonnements [ICR77, ICR90, ICR07]. Les neutrons les plus dangereux sont les rapides (autour de 1 MeV).	29

1.12	Facteurs de pondération tissulaire pour différents organes et au cours du temps [ICR77, ICR90, ICR07].	30
1.13	Ecart entre grandeurs de protection et grandeurs opérationnelles [ICR90].	31
1.14	Champs expansé et directionnel dans la sphère ICRU [Pau03].	32
1.15	Relations entre les grandeurs physiques, de protection et opérationnelles.	33
1.16	Exemple de fantôme mathématique [KZWD86].	34
1.17	Exemple de fantôme voxelisé.	34
1.18	Fonctions de réponse des sphères de Bonner utilisées obtenue par simulation avec le code MCNP-4B [FBA ⁺ 07]. Les diamètres sont donnés en pouces.	36
1.19	Forme générale du facteur de conversion fluence-dose (haut) et comparaison des valeurs mesurées [ICR96] et des valeurs calculées (bas).	38
1.20	Facteurs de conversion flux-dose en fonction de l'énergie des neutrons et pour différents angles [ICR96].	39
1.21	Fonctions de réponse normalisées de quelques types de dosimètres passifs [Cha06].	41
1.22	Quelques dosimètres opérationnels neutrons testés lors de l'enquête EVIDOS.	42
1.23	Fonctions de réponse expérimentales (symboles pleins) et simulées (lignes) du Saphydose-n (en bleu) et de l'EPD-N2 (en rouge) [RLB07]. La dose $H_p(10)$ est normalisée	43
2.1	Symbole électrique d'un transistor N-MOS.	48
2.2	Modes de fonctionnement d'un transistor N-MOS.	49
2.3	Caractéristiques de transfert d'un N-MOS : courant de diffusion en fonction de la tension de la grille.	50
2.4	Caractéristiques de sortie d'un N-MOS : courant de diffusion en fonction de la tension du drain.	50
2.5	Schéma d'un inverseur CMOS.	51
2.6	Vue au microscope électronique des couches de métal d'un capteur CMOS.	52
2.7	Schémas (à partir de [WH05]) de la conception d'un capteur CMOS (caisson N) avec : 1) Création de la GOX, 2) Création des zones dopées, 3) Dépôt du polysilicium, 4) Création des contacts métalliques.	53
2.8	Schéma des potentiels électrostatiques entre les différentes couches d'un capteur CMOS.	55
2.9	Cellule de base de lecture d'un CMOS à pixel actif [Dep02].	56
2.10	Schéma des matrices de MIMOSA-5.	57
2.11	Photo des matrices de MIMOSA-5.	57
2.12	Schéma simplifié (<i>stick-diagram</i>) d'un MIMOSA-5 [Tro10].	57
2.13	Capteurs MIMOSA-5 dans leur wafer.	58

2.14	Photo d'un capteur MIMOSA-5.	58
2.15	Comparaison des principes de détection d'un capteur standard (a) et du capteur CMOS aminci (b) tel qu'utilisé dans notre application (à partir de [DDCW05]).	59
2.16	Schéma de lecture d'un MIMOSA-5 [Tro10].	60
2.17	Simulation ISE-TCAD de la zone de désertion de la couche épitaxiale d'un MIMOSA-5 [Tro10].	61
2.18	Simulation ISE-TCAD de la zone de désertion de la couche épitaxiale (résistivité $1\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$) d'un MIMOSA-26 [Dor10].	61
2.19	Sections efficaces des réactions pouvant générer des particules chargées détectables ou des photons dans le polyéthylène, tirées de la base de données JEFF 3.1 (JANIS) [NNS ⁺].	63
2.20	Courbe de l'équilibre protonique pour différentes énergies de neutrons obtenue avec un convertisseur en polyéthylène par simulation Monte-Carlo (MCNPX 2.6f).	64
2.21	Courbe de l'équilibre protonique pour des sources d'AmBe et de Cf obtenue avec un convertisseur en polyéthylène par simulation Monte-Carlo (MCNPX).	65
2.22	Sections efficaces des réactions pouvant générer des particules chargées détectables ou des photons dans le bore.	66
2.23	Efficacités de conversion des convertisseurs utilisés obtenues par simulations Monte Carlo.	67
2.24	Spectre d'une source de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	69
2.25	Spectres des sources de neutrons utilisées.	70
2.26	Schéma de niveaux du ^{13}C excité avec les transitions électromagnétiques [MKF04].	71
2.27	Géométrie de la source d' $^{241}\text{AmBe}$ [Hig].	72
2.28	Dimensions de la source d' $^{241}\text{AmBe}$ [Tro10]. Les cotes sont données en mm.	72
2.29	Spectre reconstruit de la composante non-diffusée de la source AmBe [DAGF09].	73
2.30	Spectres (en unités léthargiques) de la source AmBe pour différentes distances [DAGF09].	74
2.31	Fonctions modèles données pour la déconvolution dans FRUIT de sources de neutrons monoénergétiques.	75
2.32	Fonctions modèles données pour la déconvolution dans FRUIT des sources de neutrons $^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf et $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ (modéré).	76
2.33	Comparaison des nombres de coups mesurés dans chaque sphère par l'UAB en 2005 avec les données convoluées obtenues par différents codes de déconvolution. Les points en étoile correspondent aux nombres de coups comptés dans les sphères avec coquille de cadmium.	77
2.34	Spectres déconvolués de la source $^{241}\text{AmBe}$ obtenus avec les mesures de 2005.	77

2.35	Photo de l'irradiateur Van Gogh [Gre05].	78
2.36	Distribution du piédestal pour une prise de données de 5 min dans le local calibrateur.	80
2.37	Distribution du bruit moyen pour une prise de données de 5 min dans le local calibrateur.	81
2.38	Nombre de coups par pixel mesurés pour un jeu de données de bruit (aucune coupure n'est appliquée).	82
2.39	Nombre de coups par trame (aucune coupure n'est appliquée).	82
2.40	Effets de la température ambiante sur le piédestal du capteur.	83
2.41	Effets de la température ambiante sur le bruit moyen du capteur.	84
2.42	Schéma de l'algorithme de « clusterisation ».	85
3.1	Organigramme de tirage Monte-Carlo dans le cas de processus nucléaires (d'après [Nac03]).	88
3.2	Exemple de carte de dose obtenue avec un mesh tally [Bou05].	92
3.3	Schéma d'un programme de simulation GEANT4.	95
3.4	Distribution de l'énergie déposée par des électrons de 50 keV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4	97
3.5	Distribution de l'énergie déposée par des électrons de 500 keV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4	98
3.6	Distribution de l'énergie déposée par des électrons de 5 MeV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4	98
3.7	Distribution de l'énergie déposée par des protons de 500 keV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4	99
3.8	Distribution de l'énergie déposée par des protons de 5 MeV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4	100
3.9	Distribution de l'énergie déposée par des protons de 10 MeV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4	101
3.10	Comparaison des sections efficaces tabulées de G4NDL (GEANT4) et de la base de données JEFF 3.1 (JANIS [NNS+]).	103
3.11	Comparaison du parcours des électrons dans le polyéthylène simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ESTAR.	104
3.12	Comparaison du parcours des électrons dans le silicium simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ESTAR.	105
3.13	Comparaison du parcours des protons dans l'air simulé par MCNP et GEANT4 avec celui donné par PSTAR.	106
3.14	Comparaison du parcours des protons dans le silicium simulé par MCNP et GEANT4 avec celui donné par PSTAR.	106
3.15	Comparaison du parcours des α dans l'air simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ASTAR.	107
3.16	Comparaison du parcours des α dans le silicium simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ASTAR.	108
3.17	Comparaison des spectres tabulés et simulés de la source de californium modérée à l'eau lourde de l'IRSN (irradiateur Van Gogh).	110

3.18	Comparaison des efficacités de conversion des photons dans la couche épitaxiale du CMOS (obtenues à partir des valeurs des coefficients d'atténuation totale) données par XCOM (NIST) et par simulations GEANT4 et MCNPX	111
3.19	Comparaison des efficacités de conversion des photons dans 1 mm de CH ₂ données par XCOM (NIST) et par simulations GEANT4 et MCNPX	112
3.20	Énergie déposée par des protons de recul des neutrons de la source AmBe dans la couche épitaxiale simulées avec MCNPX et GEANT4	114
3.21	Distributions de l'énergie déposée par des α produits par la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ dans la couche épitaxiale simulées avec MCNPX et GEANT4	115
3.22	Spectres en énergie de la source AmBe à une distance de 15 cm simulés avec MCNPX , avec et sans cube de polyéthylène.	116
3.23	Spectres en énergie de la source AmBe à une distance de 15 cm simulés avec MCNPX , avec et sans murs de béton.	118
3.24	Spectres en énergie de la source AmBe pour différentes distances simulés avec MCNPX , avec et sans murs de béton.	118
3.25	Visualisation GEANT4 de la géométrie du calibrateur avec une sphère modératrice en polyéthylène.	119
3.26	Visualisation par le logiciel Moritz de la géométrie du calibrateur avec sphère de polyéthylène donnée par le code MCNPX.	119
3.27	Spectres d'une source AmBe modérée par une sphère de polyéthylène de 8 pouces de diamètre obtenus par simulations MCNPX et GEANT4.	120
3.28	Spectres en énergie d'une source AmBe modérée par des sphères de polyéthylène de diamètres différents simulés par MCNPX.	121
3.29	Comparaison des fluences des neutrons rapides et thermiques pour les différents diamètres de sphères.	122
4.1	Distribution du bruit du capteur pour une acquisition de 5 minutes.	124
4.2	Vue du tonneau contenant la source α d' ^{241}Am (au premier plan, l'ordinateur pilotant l'acquisition).	126
4.3	Photo du capteur sur sa carte support fixée sur le pied utilisé pour le réglage de la distance source-capteur.	126
4.4	Distributions des énergies des particules α entrantes et sortantes de la couche épitaxiale pour les quatre distances. Les α émis à 3 cm de la source sont complètement absorbés dans la couche épitaxiale.	127
4.5	Distributions de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale du capteur CMOS simulées par MCNPX pour les quatre distances corrigées (source ^{241}Am).	127

4.6	Distribution de charge ADC observée pour une exposition à la source ^{241}Am (une minute à 2 cm). En couleurs, les distributions pour chaque multiplicité de cluster.	128
4.7	Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité pour une mesure α à 2 cm.	129
4.8	Distributions de charge ADC obtenues pour les quatre distances de travail [Van10b].	130
4.9	Distribution de charge ADC mesurée à 3 cm de la source gamma ^{241}Am pour une exposition de 5 minutes.	132
4.10	Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité pour une mesure γ avec la source ^{241}Am à 3 cm. . .	132
4.11	Distributions de charge ADC avec et sans écran d'aluminium pour une exposition de 5 minutes du capteur à 3 cm de l' ^{241}Am . Pour cette représentation, une coupure à 30 ADC a été appliquée.	133
4.12	Distributions de charge ADC obtenues pour les quatre distances de travail.	134
4.13	Réponse aux photons du capteur avec et sans convertisseur obtenue par simulation MCNPX [Van10a].	136
4.14	Distributions de charge ADC mesurées avec et sans convertisseur pour une exposition de 10 minutes du capteur à 0.8 cm de la source ^{60}Co	137
4.15	Distributions d'énergie déposée avec et sans convertisseur pour les deux raies du ^{60}Co	137
4.16	Photo du dispositif expérimental pour les mesures en AmBe. . .	138
4.17	Photo du capteur avec son convertisseur de polyéthylène (capuchon noir) devant le tube de sortie de la source AmBe.	138
4.18	Distribution d'énergie déposée (normalisée) calculée par MCNPX et GEANT4 pour notre source AmBe. Le rapport $n_\gamma/n_{\text{neutrons}}$ a été pris en compte. Les spectres sont normalisés [VHH ⁺ 11]. . .	139
4.19	Distribution de charge mesurée pour une exposition de 90 minutes à 15 cm de la source d'AmBe (champ mixte n/γ).	141
4.20	Distribution totale (en noir) de la charge du pixel siège mesurée (pour une exposition de 90 minutes à 15 cm de la source AmBe). En couleurs sont données les distributions pour différentes multiplicités de clusters.	141
4.21	Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité pour une mesure de 90 minutes à 15 cm de l'AmBe.	142
4.22	Ajustement de la distribution de charge ADC du capteur exposé à 15 cm de la source AmBe pendant 90 minutes.	143
4.23	Distribution de charge mesurée pour une exposition de 90 minutes à 15 cm de la source d'AmBe [VHH ⁺ 11]. Sont présentées les deux fonctions d'ajustement séparées avec en bleu, l'ajustement Landau-gaussien de la distribution de protons, et en orange, l'ajustement exponentiel de la distribution d'électrons.	144

4.24	Efficacité relative et pureté en fonction de la coupure ADC choisie.	145
4.25	Comparaison des ajustements Landau-gaussiens sur les distributions en énergie déposée expérimentale et simulées.	147
4.26	Comparaison des distributions des protons de recul simulées par MCNPX et GEANT4 avec la distribution expérimentale pour la source d'AmBe.	147
4.27	Cluster moyen de la population d' α de la source ^{241}Am pour une distance de 2 cm ($Q > 500$ ADC).	149
4.28	Cluster moyen de la population d'électrons provenant des photons de ^{241}Am pour une distance de 2 cm ($Q < 500$).	149
4.29	Cluster moyen des protons de recul produits par les neutrons de l'AmBe.	149
4.30	Comparaison des distributions de charge ADC obtenus sur les sources AmBe de l'IPHC et de l'IRSN.	150
4.31	Cluster moyen des protons de recul produits par les neutrons de la source AmBe de l'IPHC.	151
4.32	Cluster moyen des protons de recul produits par les neutrons de la source AmBe de l'IRSN.	151
4.33	Energie déposée par des photons monoénergétiques dans la couche épitaxiale du capteur (le convertisseur de polyéthylène est présent).	152
4.34	Efficacité expérimentale du détecteur en fonction de la distance pour différents types de particules incidentes. En lignes pointillées sont indiquées les valeurs moyennes des efficacités. Les données neutrons proviennent de [THH ⁺ 08].	153
4.35	Distributions mesurées de charge ADC par les protons de recul pour différents angles.	154
4.36	Distributions simulées par MCNPX de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les protons de recul pour différents angles.	154
4.37	Nombre de protons sortant du convertisseur et entrant dans la couche épitaxiale en fonction de l'angle d'incidence (obtenu par simulation MCNPX pour 10^6 neutrons simulés).	155
4.38	Visualisation (obtenue avec le logiciel Moritz) des traces simulées de protons de recul créés par les neutrons de l'AmBe. En rose le capteur CMOS et en bleu le convertisseur de polyéthylène. Le dispositif est incliné de 45° par rapport à la normale.	156
4.39	Comparaison des efficacités de détection expérimentale et simulées du capteur pour différents angles d'incidence et différentes épaisseurs d'air.	156
4.40	Comparaison des distributions d'énergie déposée expérimentale et simulées (MCNPX et GEANT4) pour une irradiation du capteur à 40 cm de la source de ^{252}Cf pendant 30 minutes.	157
4.41	Cluster moyen d'un proton de recul du ^{252}Cf pour une irradiation du capteur à 40 cm de la source.	158

4.42	Distribution de charge observée pour une exposition du capteur à une source de ^{90}Sr à 6 cm pendant 2 minutes.	159
4.43	Comparaison des distributions d'énergie déposée expérimentale et simulées (par MCNPX et GEANT4) pour une exposition du capteur à une source de ^{90}Sr à 6 cm pendant 2 minutes.	160
5.1	Spectres en énergie des photons et électrons en sortie de la sphère modératrice d'eau lourde de l'installation Van Gogh. Le nombre de particules n_{ptcl} est normalisé par rapport à au nombre de neutrons émis par la source.	164
5.2	Distributions de l'énergie cinétique des α et ^7Li à la sortie des deux types de convertisseur (simulée par GEANT4). Le nombre de particules n_{ptcl} est normalisé par rapport à au nombre de neutrons émis par la source.	166
5.3	Distribution simulée (avec GEANT4) de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du Cf+D ₂ O avec le convertisseur BE10.	167
5.4	Distribution simulée (avec GEANT4) de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du Cf+D ₂ O avec le convertisseur BE10 pour une énergie déposée supérieure à 100 keV [Van11].	167
5.5	Distributions simulées de l'énergie déposée (normalisées) pour les convertisseurs BE10 et BN1 et pour une exposition du système aux deux configurations de sources modérées (avec et sans cadmium). En traits pleins sont données les distributions provenant de la soustraction des deux configurations (donc la contribution purement thermique) [Van11].	168
5.6	Distribution simulée de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du (Cf+D ₂ O)/Cd avec le convertisseur BE10.	169
5.7	Distribution simulée de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du (Cf+D ₂ O)/Cd avec le convertisseur BN1.	169
5.8	Photo du dispositif de mesure devant le tube de sortie de la source (la sphère n'est pas en place).	171
5.9	Photo du capteur avec son convertisseur en graphite. Le point rouge au centre correspond au laser permettant le réglage de la distance.	171
5.10	Distribution mesurée de la charge obtenue avec le graphite seul exposé au Cf+D ₂ O pendant 15 minutes à 40 cm de la source.	172
5.11	Distribution de charge du cluster entier obtenue avec le BE10 exposé au Cf+D ₂ O pendant 30 minutes à 40 cm.	173
5.12	Distribution de charge du pixel siège obtenue avec le BE10 exposé au Cf+D ₂ O pendant 30 minutes à 40 cm.	173

5.13	Représentations bidimensionnelles de la charge mesurée en fonction de la multiplicité des clusters pour le graphite seul (en haut à gauche), le BE10 (en haut à droite) et le BN1 (en bas à gauche). Source : Cf+D ₂ O, durée d'exposition : 30 min (sauf pour le graphite où t=15 min).	174
5.14	Distribution de charge coupée à 250 ADC obtenue avec le BE10 exposé au Cf+D ₂ O pendant 30 minutes à 40 cm.	175
5.15	Distributions de charge mesurées pour les différents convertisseurs testés exposés au Cf modéré avec et sans cadmium. Les courbes en traits pleins donnent la distribution provenant de la composante purement thermique du spectre.	175
5.16	Exemple de cluster de ⁷ Li. L'image en haut à gauche correspond au signal brut (avant contourage) et en bas à gauche après traitement.	176
5.17	Clusters moyens observés pour une exposition au Cf+D ₂ O du capteur avec différents convertisseurs (graphite en haut à gauche, BE10 en haut à droite et BN1 en bas à gauche).	177
5.18	Comparaison des distributions d'énergie déposée par la composante thermique du spectre de Cf+D ₂ O expérimentales et simulées. La figure du haut a été obtenue avec un facteur de conversion de 0.4 keV/ADC et celle du bas avec 0.5 keV/ADC.	179
5.19	Distributions simulées de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du (Cf+D ₂ O) avec un convertisseur LiF.	182
5.20	Distributions simulées de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons thermiques (uniquement) du (Cf+D ₂ O) avec différents types de convertisseurs lithiés.	183
5.21	Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité des clusters pour le BE10 irradié par la source AmBe modérée (30 minutes d'exposition).	184
5.22	Distribution de charge mesurée pour une exposition du capteur CMOS à 17.5 cm de la source AmBe modérée avec le convertisseur BE10 (30 minutes d'exposition).	184
5.23	Fonctions de réponse en dose du MIMOSA-5 pour chaque source neutrons utilisée.	186
5.24	Comparaison des fonctions de réponse du MIMOSA-5 et de PN3 (extraite de [Van08]) exposés à la même source ²⁴¹ AmBe (IPHC).	187
B.1	Exemple de spectre en représentation discrète.	197
B.2	Exemple de spectre en représentation continue.	198
C.1	Dessin complet du cube de polyéthylène de l'irradiateur.	200
C.2	Agrandissement du système de piston pour la montée de la source.	200

C.3	Photo du calibrateur neutrons. Au premier plan, le cube de polyéthylène et le tube de sortie de source, et au deuxième plan les bras supports des détecteurs.	201
C.4	Dessin du local du calibrateur neutrons [Tro10].	201
C.5	Plan du local du calibrateur neutrons.	202
C.6	Visualisation du local calibrateur simulé avec au centre le cube et son tube d'aluminium.	202
C.7	Visualisation des traces de neutrons simulés émis par la source d' $^{241}\text{AmBe}$ dans le local calibrateur.	202

Liste des tableaux

1.1	Classification des neutrons en fonctions de leur énergie.	18
1.2	Energies des noyaux émis lors de la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ [Mak87].	19
1.3	Quelques réactions nucléaires. Le bilan énergétique de réaction est donné par Q , l'énergie seuil par E_{seuil} et σ_{th} donne la section efficace pour des neutrons de 25 meV (ENDF B-VII.0 [COH+06]).	20
1.4	Quelques réactions (α,n) [Tro10]. La dernière colonne donne l'abondance isotopique naturelle de la cible.	22
1.5	Quelques réactions utilisables pour la production de neutrons monoénergétiques (à un angle donné) en accélérateur. E_{ps} correspond à l'énergie seuil des protons pour les réactions (p,n) , E_{ns} à l'énergie au seuil des neutrons et E_{n0} à celle des neutrons si les deutons avaient une énergie nulle dans le cas des réactions (d,n) [Net78].	24
1.6	Valeurs de W_R selon les dernières recommandations de l'ICRP [ICR07].	28
1.7	Limites réglementaires des grandeurs opérationnelles en France.	33
1.8	Valeurs des paramètres obtenus par MINUIT pour $h^*(10)$. Les valeurs entre parenthèses sont les incertitudes données par MINUIT.	37
1.9	Valeurs des paramètres obtenus par MINUIT pour $h_p(10)$	38
2.1	Caractéristiques des sources de photons utilisées et de leurs raies d'émission [Lab07].	68
2.2	Fonctions modèles utilisées pour la déconvolution dans le logiciel FRUIT 3.0 [BDEF07].	75

2.3	Débit de fluence des différentes configurations de sources de l'irradiateur Van Gogh à 40 cm. Les incertitudes sur le débit de fluence des sources est de 4.2%.	79
3.1	Classes et modèles utilisés pour la simulation de neutrons dans GEANT4.	102
3.2	Valeurs des χ^2/NDF pour les différentes particules chargées dans différents matériaux et les neutrons modérés du Cf+D ₂ O. . . .	110
3.3	Valeurs des paramètres χ^2/NDF illustrant l'adéquation des simulations avec les données calculées par XCOM.	112
3.4	Comparaison des flux de neutrons mesurés par l'UAB et calculés par simulation MCNPX.	119
4.1	Comparaison du nombre d' α détectés et du nombre d' α incident sur le capteur (donné par simulation MCNPX). L'efficacité ε_α est définie comme le rapport entre ces deux nombres.	130
4.2	Comparaison des nombres de photons détectés et simulés pour les deux configurations (avec et sans écran d'aluminium). La coupure de 30 ADC a été appliquée.	133
4.3	Comparaison des nombres d'événements simulés et mesurés dans le cas d'une exposition à 3 cm de la source ²⁴¹ Am (sans écran d'aluminium).	135
4.4	Réponses simulées (MCNPX) et mesurées du capteur à une source ⁶⁰ Co et ²⁴¹ Am.	138
4.5	Paramètres de l'ajustement de la distribution ADC pour l'AmBe (figure 4.22).	143
4.6	Efficacité relative et pureté en fonction des différentes coupures appliquées en charge ADC et en multiplicité.	145
4.7	Efficacités de détection des neutrons simulées et mesurées pour différents angles.	155
4.8	Valeurs des χ^2/NDF illustrant l'adéquation entre les distributions d'énergie déposée simulées et mesurées.	160
5.1	Efficacités de détection des neutrons simulées et mesurées pour les différentes configurations de source et de convertisseurs testées.	180
5.2	Valeurs des χ^2/NDF illustrant l'adéquation entre les distributions d'énergie déposée par les neutrons thermiques simulées et mesurées pour deux valeurs possibles du facteur de conversion ADC/énergie.	181
5.3	Résumé des doses minimales détectables par le capteur MIMOSA-5 pour les différents convertisseurs testés et pour des énergies de neutrons fixées.	185

Introduction

La physique nucléaire va continuer à représenter un enjeu économique et sociétal majeur, que ce soit pour la production d'électricité, la protection des travailleurs, l'industrie du démantèlement ou encore la médecine nucléaire. En effet, à l'heure actuelle, près de 63000 travailleurs en Europe et 21000 en France sont exposés au risque que constituent ces rayonnements nocifs. Les personnes concernées travaillent aussi bien dans l'industrie nucléaire que dans l'armée, dans le retraitement du combustible usagé ou encore en médecine (radiographie,...). La mesure quantitative de la dose absorbée par un organisme est assurée par des dosimètres. Il en existe différents types selon le rayonnement à détecter (γ , β , X,...).

Dans ce contexte, la dosimétrie neutrons peut constituer un défi technologique. Tout d'abord, leur neutralité rend leur détection difficile (celle ci s'effectue par le biais des particules secondaires chargées qu'ils créent lors de leur passage dans la matière). De plus, ils existent sur une large gamme énergétique, du meV au GeV, et leur effet sur le vivant sera différent selon cette énergie. Il est donc indispensable de posséder un dosimètre pouvant différencier les neutrons de basses énergies des neutrons rapides ($E_n > 100$ keV). Enfin, les neutrons ne sont généralement pas seuls : ils sont en général émis avec des photons (constituant ainsi un champ mixte n/γ). Un dosimètre neutrons doit donc être capable de discriminer les particules secondaires des neutrons des électrons produits par les interactions des photons.

A l'heure actuelle, seuls les dosimètres passifs, c'est-à-dire donnant la dose a posteriori, sont considérés comme fiables en dosimétrie neutrons. Des dosimètres opérationnels (donnant la dose "on-line") existent, mais ne donnent pas encore des résultats aussi satisfaisants que les détecteurs passifs. Leur utilisation est cependant devenue obligatoire en complément de la dosimétrie pas-

sive pour les travailleurs depuis 1995 (CEI 1323).

Ainsi, le groupe RaMsEs a décidé de proposer sa propre solution en dosimétrie opérationnelle neutrons, basée sur la technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-conductor*). Le capteur CMOS utilisé dans ce travail a été conçu pour la trajectographie en physique des particules. En effet, ces capteurs sont aujourd'hui couramment utilisés dans plusieurs expériences, parmi lesquelles nous pouvons citer les futurs détecteurs de vertex de l'ILC, de STAR ou de CBM ou encore dans l'expérience de hadronthérapie FIRST... Ces capteurs présentent des caractéristiques intéressantes pour la dosimétrie neutrons : un faible coût, la portabilité, la finesse de la zone de détection qui implique une faible sensibilité aux photons ainsi que l'intégration complète de l'électronique de lecture.

Ce manuscrit présente le travail qui a été fait pour caractériser le capteur CMOS utilisé et déterminer les principales forces (et les faiblesses) de cette technologie pour une application en dosimétrie.

Dans le premier chapitre, la physique de l'interaction des rayonnements ionisants avec la matière, sur laquelle repose la détection des particules, est présentée. Des photons aux neutrons, en passant par les particules chargées, nous faisons un tour d'horizon des interactions des particules qui ont été rencontrées au cours de ce travail. La dernière partie du chapitre se penche sur la dosimétrie en général en définissant les grandeurs d'intérêt et en s'attardant finalement sur la description des méthodes actuellement utilisées en dosimétrie neutrons.

Le deuxième chapitre présente les principes de la technologie CMOS, ses méthodes de fabrication, la détection de particules avec de tels capteurs pour terminer sur la description du capteur utilisé (MIMOSA-5) et de son système d'acquisition associé. La présentation des différents matériaux utilisés pour la conversion des neutrons en particules chargées (condition nécessaire pour leur détection par un capteur CMOS) constituera la deuxième partie du chapitre. Une troisième partie décrit les différentes sources radioactives et dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés pour les expériences de caractérisation du système. Enfin, dans une dernière partie sera présenté le code d'analyse qui a été développé pour permettre d'extraire les données brutes du capteur.

Les simulations Monte Carlo ayant constitué une partie importante de ce travail, elles seront mises à l'honneur dans le chapitre 3. Dans un premier temps, nous décrirons les principes d'un calcul Monte Carlo, puis nous détaillerons les principes de fonctionnement des deux codes de simulation qui ont été utilisés pour ce travail : MCNPX et GEANT4. Ensuite, une partie importante du chapitre sera consacrée à la validation de la physique des deux codes pour les différents types de particules rencontrés au cours de cette thèse. Cette étape est capitale

car elle permet de déterminer la pertinence d'une simulation. Dans une autre partie, les résultats de simulations simples GEANT4 et MCNPX sont comparés (uniquement pour les neutrons). Nous nous sommes également intéressé à la géométrie qui a été simulée et à ses éventuelles simplifications (permettant une diminution du temps de calcul). Enfin, les résultats de simulations MCNPX sur un projet de modulation de la source d'AmBe dont nous disposons au laboratoire sont présentés.

La présentation des résultats obtenus a été scindée en deux chapitres. Le premier présente le bilan de mesures effectuées pour étalonner le capteur en taux de comptage en l'exposant à des particules α , mais surtout il résume les résultats d'expériences effectuées pour déterminer la sensibilité du capteur aux photons et neutrons rapides ainsi qu'un seuil de discrimination n/γ . Une autre partie du chapitre porte sur la détermination de la réponse angulaire du capteur, autre caractéristique importante pour un futur dosimètre.

Pour finir, le cinquième et dernier chapitre présente les résultats de l'exposition du capteur et de son convertisseur boré à des neutrons thermiques. Les expériences ont été effectuées sur l'irradiateur Van Gogh de l'IRSN (Cadarache). Tous les résultats ont été comparés (comme dans le cas du quatrième chapitre) à des simulations Monte Carlo. A la fin de cette partie, un complément sur la possibilité d'utiliser des convertisseurs lithiés est proposé.

De l'interaction rayonnement-matière à la dosimétrie

In the beginning, there was nothing, which exploded.
T. Pratchett

Sommaire

1.1	Interactions et détection de particules	6
1.1.1	Interaction des photons	6
1.1.2	Interaction des particules lourdes chargées	10
1.1.3	Interaction des électrons	13
1.1.4	Parcours des particules chargées	15
1.1.5	Diffusions multiples et straggling	16
1.1.6	Interaction des neutrons	17
1.2	Dosimétrie	26
1.2.1	Grandeurs physiques et dosimétriques	26
1.2.2	Grandeurs de protection	28
1.2.3	Grandeurs opérationnelles	30

1.2.4 Dosimétrie neutrons	34
1.3 Conclusion	44

La détection des neutrons n'implique pas seulement de bien connaître la physique de ces particules : elle nécessite également la connaissance de la physique des interactions des particules secondaires chargées (α , protons) que créent les neutrons à leur passage et également des particules qui constituent le bruit de fond physique du signal (dans notre cas, les photons).

1.1 Interactions et détection de particules

Parmi tous les types de rayonnements existant, nous distinguons deux grandes familles : les rayonnements non-ionisants et les rayonnements ionisants. Ces derniers sont appelés ainsi car leur passage à travers la matière provoque son ionisation, ce qui n'est pas le cas des rayonnements non-ionisants (ultra-violet, lumière visible, infra-rouge, micro-ondes, ondes radios,...). Ce sont les rayonnements ionisants qui nous intéressent spécifiquement ici. Nous pouvons citer parmi eux les particules α et β (électrons/positrons), les γ , les rayons X et les neutrons.

1.1.1 Interaction des photons

Les photons ne possédant pas de charge électrique, ils sont classés dans les rayonnements indirectement ionisants. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, ils vont interagir avec la matière principalement selon trois processus : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires e^+/e^- . L'importance de ces trois effets sera fonction directe de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z du matériau traversé.

1.1.1.1 Atténuation des γ

Un faisceau monoénergétique de photons, d'intensité initiale I_0 traversant une épaisseur x d'un matériau donné va subir une atténuation de son intensité. La valeur de l'intensité transmise après le passage dans le matériau est donnée par les équations 1.1. Elle peut s'exprimer en fonction du coefficient d'atténuation linéique μ_1 , qui est une fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique du matériau traversé. Le coefficient d'atténuation massique $\mu_m = \mu_1 \times \rho$ (avec ρ masse volumique du matériau en g/cm^3) ou encore la section efficace σ sont des grandeurs pouvant également être utilisées.

$$\begin{aligned}
 I(x) &= I_0 e^{-\mu_1 x} \\
 &= I_0 e^{-(\mu_m/\rho) \times \rho x} \\
 &= I_0 e^{-\sigma N x}
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

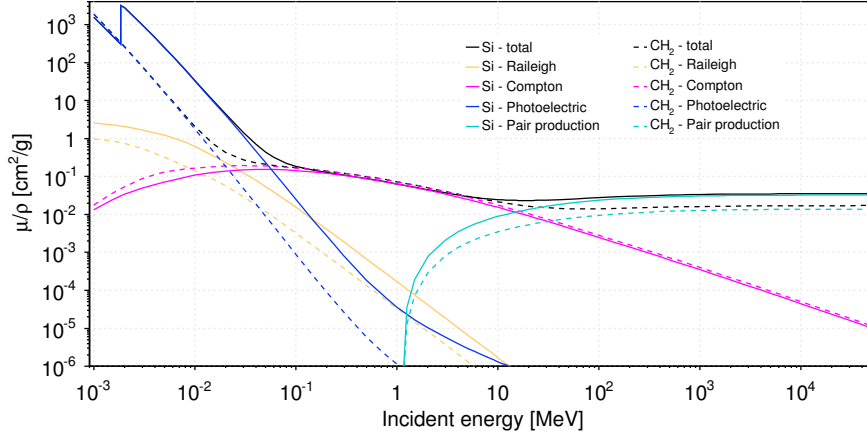


FIGURE 1.1 – Coefficients d’atténuation massiques pour le silicium et le polyéthylène en fonction de l’énergie du photon incident [BHS+05].

avec N le nombre de centres cibles par unité de volume. La figure 1.1 montre un exemple de coefficients d’atténuation massiques pour deux matériaux utilisés dans ce travail (silicium et polyéthylène). Les valeurs de ces coefficients combinent les différents types d’interaction que peut faire un photon (effet photoélectrique, effet Compton, création de paires, ...) suivant l’équation :

$$\mu_l = \frac{\mu_m}{\rho} = N\sigma = \frac{\rho N_A}{M}(\sigma_{\text{photoel}} + \sigma_{\text{compton}} + \sigma_{e^+e^-})$$

La probabilité que le photon interagisse suivant un des trois types d’interaction principaux est illustrée sur la figure 1.2.

Le domaine de la radioprotection utilise principalement les épaisseurs moitié $x_{1/2}$ et dixième $x_{1/10}$ correspondant aux épaisseurs nécessaires pour réduire l’intensité du faisceau d’un facteur 2 ou 10 respectivement. Les relations générales pour ces épaisseurs sont

$$I(nx_{1/2}) = \frac{I_0}{2^n} \quad \text{et} \quad I(nx_{1/10}) = \frac{I_0}{10^n}$$

L’efficacité intrinsèque de capture des photons, qui correspond également à la probabilité d’interaction, est définie par l’équation :

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = 1 - e^{-\mu_l x}$$

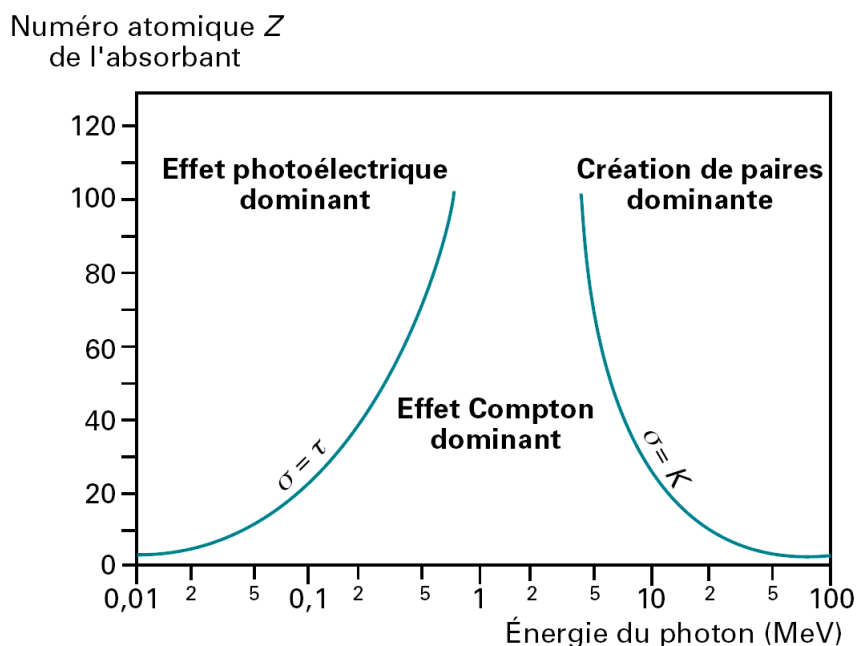


FIGURE 1.2 – Prépondérance des différentes interactions des photons suivant leur énergie et le Z du milieu ralentisseur. τ , σ et K sont respectivement les sections efficaces d'effet photoélectrique, Compton et création de paires.

L'efficacité absolue (pour une source ponctuelle) tient compte de l'angle solide de détection selon l'équation (voir annexe A) :

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon_{\text{int}}$$

1.1.1.2 Effet photoélectrique

Cet effet prédomine pour des photons d'énergie inférieure à 100 keV (ou 300 keV pour les matériaux lourds). Dans ce cas, le photon va céder toute son énergie à un électron lié. Cet électron sera éjecté de l'atome avec une énergie cinétique donnée par l'équation

$$T_{e^-} = h\nu - B$$

dans laquelle B correspond à l'énergie de liaison de l'électron éjecté. Le réarrangement du cortège électronique à la suite de l'émission de l'électron (généralement issu d'une couche électronique profonde) entraîne une émission secondaire sous forme de rayons X ou d'électrons d'Auger.

La section efficace de l'effet photoélectrique varie proportionnellement à Z se-

lon :

$$\sigma_{\text{photoel}} \propto \frac{Z^{4.35}}{(h\nu)^n}$$

avec n variant de $\simeq 3$ pour $h\nu < 0.5$ MeV à $\simeq 1$ pour $h\nu \simeq 2$ MeV.

1.1.1.3 Effet Compton

Cet effet est prédominant pour les photons d'énergie comprise entre 100 keV et 5 MeV (10 MeV pour les matériaux légers). Dans ce cas, le photon incident ne cède qu'une partie de son énergie initiale $E = h\nu$ à un électron des couches périphériques de l'atome. Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement nous permettent d'obtenir l'énergie $E' = h\nu'$ du photon diffusé élastiquement selon un angle θ et celle de l'électron (T_e), données par l'équation (avec $\eta = h\nu/m_e c^2$ et $m_e c^2 = 511$ keV) :

$$\begin{aligned} h\nu' &= \frac{h\nu}{1 + \eta(1 - \cos\theta)} \\ T_e &= h\nu \frac{\eta(1 - \cos\theta)}{1 + \eta(1 - \cos\theta)} \end{aligned}$$

La section efficace différentielle par unité d'angle solide de l'effet Compton est donnée par la formule de Klein-Nishina et est représentée sur la figure 1.3 :

$$\frac{d\sigma_{KN}(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{(1 + \eta(1 - \cos\theta))^2} + \frac{\eta^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \eta(1 - \cos\theta))^3} \right)$$

$r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ ($=2.8$ fm) est le rayon classique de l'électron.

1.1.1.4 Création de paires

Si l'énergie du photon est au-dessus du MeV, le photon incident peut conduire à la création d'une paire e^+/e^- en interagissant avec les champs coulombiens du noyau ou d'un électron. Les conditions pour cette interaction sont les suivantes :

- $h\nu > 2m_e c^2 = 1.022$ MeV pour une interaction nucléaire.
- $h\nu > 4m_e c^2 = 2.044$ MeV pour une interaction électronique.

La section efficace de cet effet varie en $\sigma_{e^+e^-} \propto Z^2 \ln E$ selon l'équation

$$\sigma_{\text{paire}} = \begin{cases} \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] & \text{si } 2E_0 \ll E \ll \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \\ \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln (183 \cdot Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] & \text{si } E \gg \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \end{cases}$$

avec $\alpha = 1/137$ la constante de structure fine.

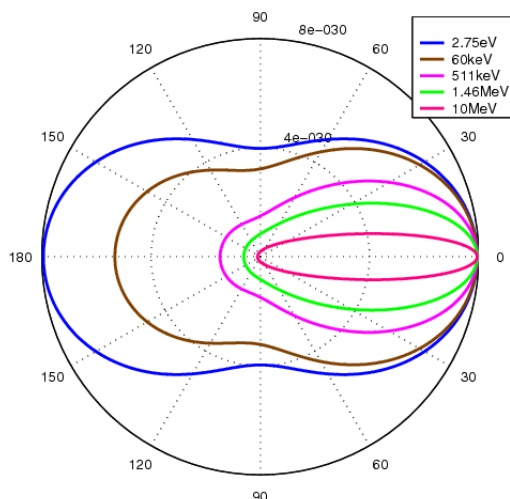


FIGURE 1.3 – Section efficace différentielle de l'effet Compton en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion.

1.1.1.5 Autres interactions

Diffusion Thomson Cette interaction contribue relativement peu au coefficient d'atténuation total. Elle concerne les photons de faible énergie qui diffusent sur un électron assez fortement lié à l'atome. Ainsi, c'est l'atome dans son ensemble qui absorbe le recul et le transfert d'énergie est alors négligeable : le photon ne perd pas d'énergie, mais change de direction.

Diffusion de Rayleigh Comme pour la diffusion Thomson, le photon ne perd pas d'énergie au cours de ce processus, mais subit seulement une déviation.

Photoproduction nucléaire Un photon d'énergie > 10 MeV peut être capturé par le noyau et émettre ainsi un neutron (γ, n) ou un proton (γ, p). La probabilité de ce processus est cependant bien plus faible que celle de la création de paires car $\sigma \propto \pi \lambda_{\text{nuc}}^2$ avec $\lambda_{\text{nuc}} = \lambda_{\text{ato}}/10^5$.

1.1.2 Interaction des particules lourdes chargées

A l'inverse des particules neutres, les particules chargées ne disparaissent pas lors de leur interaction avec la matière, mais ralentissent progressivement jusqu'à leur arrêt (si l'épaisseur du matériau cible est suffisante). L'interaction avec

le milieu se décompose en réalité d'un très grand nombre de faibles transferts d'énergie cinétiques, accompagnés de faibles changements de direction.

1.1.2.1 Diffusions des particules lourdes

Les interactions de ces particules avec le milieu peuvent se faire suivant différentes façons :

1. La diffusion élastique sur un noyau atomique : ce type de diffusion, rendu célèbre par Rutherford et l'expérience de Geiger et Marsden en 1911, est beaucoup plus rare (σ de l'ordre du mb) que la diffusion sur des électrons. Au cours de cette réaction, la particule incidente est déviée d'un angle θ sans rayonner ou exciter le noyau.
2. La diffusion élastique sur un électron : elle n'a lieu que pour des particules chargées de faible énergie (< 100 eV).
3. La diffusion inélastique avec un noyau : dans ce cas, la particule est déviée et peut rayonner une partie de son énergie par bremsstrahlung (ou rayonnement de freinage). La particule peut aussi céder une partie de son énergie au noyau qui va alors se retrouver dans un état excité. Ce phénomène rare est appelé excitation coulombienne.
4. La diffusion inélastique avec un électron : c'est le processus prépondérant d'interaction des particules lourdes chargées. En fonction de l'énergie incidente, la réaction va conduire soit à l'excitation, soit à l'ionisation du milieu. Pendant le ralentissement, des particules secondaires sont créées (principalement des électrons de faible énergie). Par exemple, une particule α de 5 MeV traversant de l'air va créer environ 150000 e- jusqu'à son absorption totale. Dans certains cas, les électrons secondaires sont suffisamment énergétiques pour ioniser la matière à leur tour : ce sont des électrons δ .

Etant donné que ce dernier processus est le plus fréquent, il sera discuté plus en détail.

1.1.2.2 Ionisation à faible transfert d'énergie

Un matériau est caractérisé par son pouvoir d'arrêt ou encore sa perte d'énergie par unité de parcours dE/dx . Cette donnée fondamentale permet l'estimation du parcours, qui sera traité plus loin au §1.1.4.

Pour une particule modérément relativiste, la perte d'énergie suit la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \xi \right)$$

pour une particule incidente de charge ze , de vitesse réduite $\beta = v/c$, avec $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, interagissant avec N atomes par cm^3 (d'un matériau de

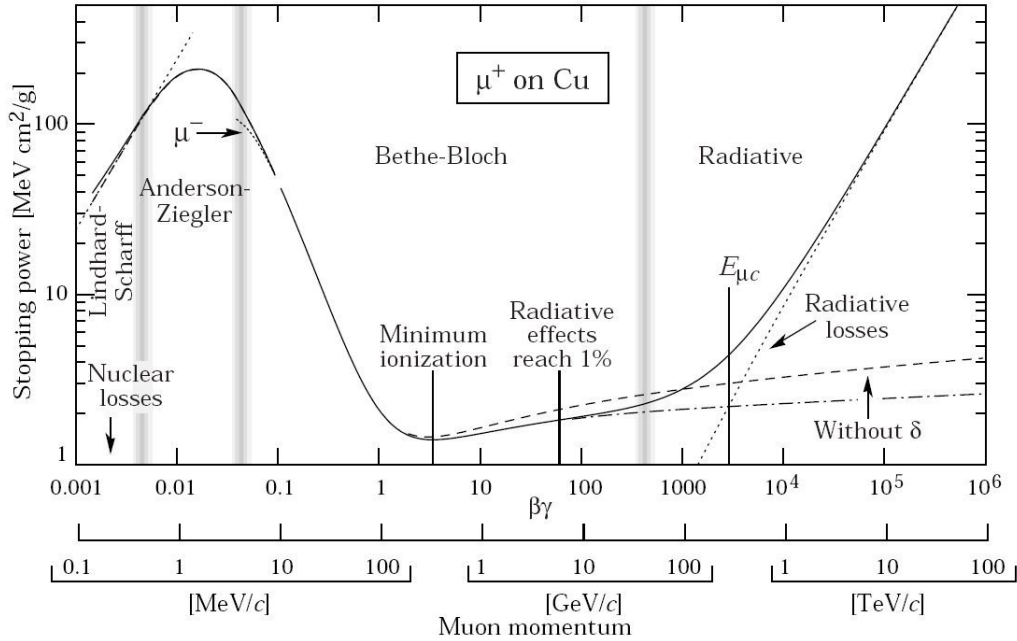


FIGURE 1.4 – Perte d'énergie des muons dans le cuivre en fonction de $\beta\gamma = (pc)/(Mc^2)$ [Nak10].

numéro atomique Z) et le potentiel d'ionisation moyen des électrons dans le milieu étant I . Une des paramétrisations possibles est $I = 16Z^{0.9}$ eV. Le terme ξ prend en compte différents termes correctifs : effets de couche aux basses énergies, densité apparente du milieu aux très hautes énergies ou pour les ions multichargés...

La figure 1.4 montre les limites de l'application de la formule de Bethe-Bloch. Dans le cas des muons traversant le cuivre, elle ne s'applique que pour $0.1 < \beta\gamma < 1000$. Au delà, la perte d'énergie par rayonnement de freinage prend le pas sur l'ionisation.

Dans la région Bethe-Bloch (figure 1.5), la perte d'énergie décroît en β^{-2} jusqu'à atteindre un minimum : le minimum d'ionisation. Les courbes bien séparées suivant la particule considérée illustrent la possibilité de bien les discriminer selon leur dépôt d'énergie. Cette discrimination n'est cependant plus possible au delà de $\beta\gamma=3$, les trajectoires de chaque particule se rejoignant au-dessus de cette valeur.

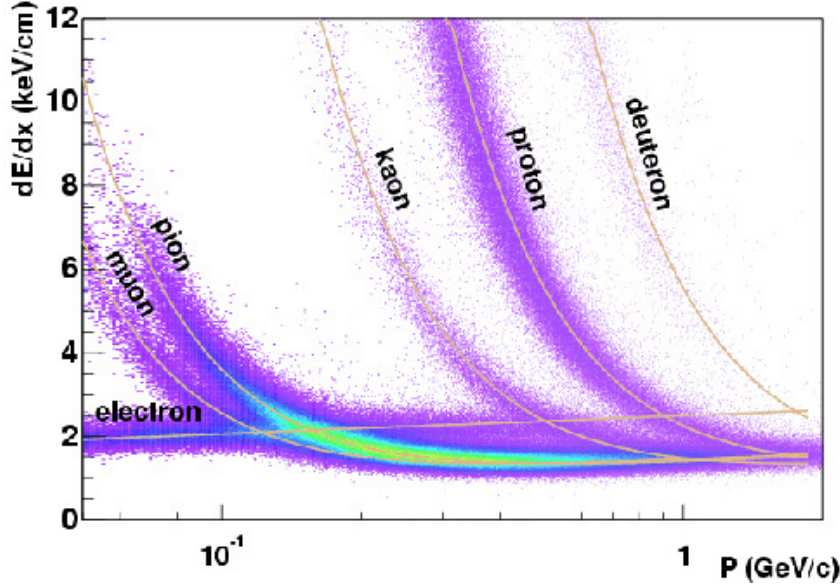


FIGURE 1.5 – Perte d'énergie dans l'air de particules chargées en fonctions de leur énergie [EHO⁺04].

1.1.3 Interaction des électrons

La différence entre le comportement des électrons et des autres particules chargées réside principalement dans l'impossibilité de discerner l'électron incident de l'électron cible. Il faut y ajouter le fait que l'électron doit souvent être considéré comme relativiste.

1.1.3.1 Ionisation

Pour des électrons de faible énergie ($E_e < 1$ MeV), une paramétrisation classique de la perte d'énergie par unité de parcours est donnée par l'équation :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionisation}} = \frac{4\pi(\alpha\hbar c)^2 N Z}{m_e c^2 \beta^2} \left(0.583 \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) \quad (1.2)$$

Dans le cas d'électrons relativistes, le pouvoir d'arrêt est donné par

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionisation}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e c^2} \left(2 \ln \left(\frac{2m_e c^2}{I}\right) + 3 \ln \gamma - 1.95\right)$$

1.1.3.2 Bremsstrahlung

Le rayonnement de freinage correspond à la perte d'une partie de l'énergie par rayonnement électromagnétique quand la particule chargée incidente est

accélérée, particulièrement dans le champ coulombien du noyau. Ce phénomène est plutôt caractéristique de l'électron en raison de sa faible masse. Le processus de bremsstrahlung des particules massives ne devient significatif qu'au delà du TeV (comme il est montré sur la figure 1.6).

La perte d'énergie par radiation devient prépondérante à partir d'une énergie critique T_c , donnée en MeV par l'équation empirique :

$$T_c \sim \frac{800}{Z + 1.2}$$

La section efficace de ce processus pour une particule relativiste de masse M et de charge ze est donnée par l'équation :

$$\frac{d\sigma}{dE} \simeq 5\alpha z^4 Z^2 \left(\frac{m_e c^2}{M c^2 \beta}\right)^2 \frac{r_e^2}{E} \ln\left(\frac{M c^2 \beta^2 \gamma^2}{E}\right)$$

avec $r_e=2.8$ fm rayon classique de l'électron. E correspond à l'énergie perdue sous forme de photons.

La figure 1.6 montre la perte d'énergie par unité de parcours mesurée dans le silicium (obtenue par la base de données ESTAR [BCZC05]). L'énergie critique T_c pour ce matériau est ~ 50 MeV : à partir de cette énergie, le pouvoir d'arrêt devient dominé par le rayonnement de freinage.

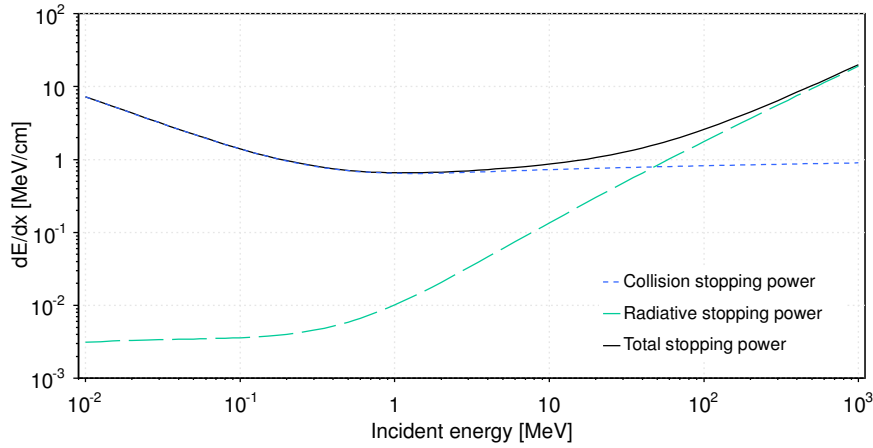


FIGURE 1.6 – Pouvoir d'arrêt des électrons dans du silicium [BCZC05]. En trait plein est donnée la perte d'énergie par rayonnement de freinage.

Dans le champ coulombien de l'atome, l'électron incident subit un effet d'écran important des électrons atomiques. Pour $1 \ll E_0/m_e c^2 \ll 1/(\alpha Z^{1/3})$, cet effet

est négligeable et le pouvoir d'arrêt peut s'écrire suivant l'équation (E_0 est l'énergie initiale de l'électron incident) :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiative}} = 4E_0 N Z^2 \alpha r_e^2 \left[\ln\left(\frac{2E_0}{m_e c^2}\right) - \frac{1}{3} \right] \quad (1.3)$$

Quand l'effet d'écran n'est plus négligeable à haute énergie, la perte d'énergie devient selon l'équation :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiative}} = 4E_0 N Z^2 \alpha r_e^2 \ln\left(183Z^{-1/3} + \frac{1}{18}\right)$$

1.1.3.3 Longueur de radiation

Pour un électron, le grand nombre de collisions subies implique une dépendance de l'intensité du faisceau en e^{-x/X_0} , où X_0 est la longueur de radiation. Elle est donc définie comme la longueur pendant laquelle un électron ne conserve que $1/e$ de son énergie initiale. Il faut insister sur le fait que cette longueur ne correspond pas à la distance entre collisions. Une bonne approximation est donnée par l'équation :

$$X'_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

où A est le nombre de masse du matériau traversé. Dans cette expression, l'unité de X'_0 est le g/cm^2 , ce qui signifie que $X_0 = X'_0/\rho$ est bien une vraie longueur.

1.1.4 Parcours des particules chargées

1.1.4.1 Particules lourdes

Le parcours moyen peut être calculé théoriquement par l'intégration du pouvoir d'arrêt :

$$R(E) = - \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$

L'approximation couramment utilisée est la CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) qui considère que la particule perd son énergie de manière continue le long de sa trajectoire.

En pratique, la connaissance de dE/dx aux faibles énergies est incomplète et ne permet pas d'obtenir d'expression analytique valable du parcours. Ainsi, il est préférable de séparer l'intégrale en deux parties :

$$R_{\text{CSDA}} = R(E_{\text{min}}) + \int_{E_{\text{min}}}^{E_0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$

La contribution $R(E_{\min})$ au parcours est déterminée expérimentalement.

En pratique, une autre grandeur couramment utilisée est le parcours projeté qui donne la profondeur maximale de pénétration. Elle est différente du parcours en raison des nombreuses déviations angulaires que peut subir une particule (ceci est particulièrement vrai pour les électrons).

Pour une même particule, de même énergie, le parcours peut être déterminé par la règle de Bragg-Kleeman donnée dans l'équation :

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}$$

avec R_1/R_2 , ρ_1/ρ_2 et A_1/A_2 respectivement parcours, masse volumique et masse atomique d'un matériau 1/2. Cette règle implique donc la connaissance préalable du parcours dans un matériau étalon.

1.1.4.2 Cas des électrons

La trajectoire d'un électron est souvent plus erratique et sinueuse que pour une particule lourde chargée, et ce à cause des grands transferts d'énergie possibles à chaque collision. Le parcours moyen est alors défini comme l'épaisseur d'un matériau qui réduit l'intensité d'un faisceau d'électrons monoénergétiques de moitié. Pour estimer la valeur de ce parcours, il n'existe pas de formule analytique mais seulement des formules empiriques. Un exemple d'expression est donnée par Katz et Penfold [KP52] en g/cm^2 (l'énergie est en MeV) :

$$R_{max} = \begin{cases} 0.412E^{1.265-0.0954 \ln(E)} & \text{si } 10 \text{ keV} \leq E \leq 2.5 \text{ MeV} \\ 0.530E - 0.106 & \text{si } 2.5 \text{ MeV} \leq E \leq 20 \text{ MeV} \end{cases}$$

1.1.5 Diffusions multiples et straggling

La perte d'énergie d'une particule traversant un matériau d'épaisseur x , donnée par les équations 1.2 ou 1.3, est une valeur moyenne, il y a donc dispersion autour de cette valeur car statistiquement, les particules n'auront pas toutes subi le même nombre ni le même type de collisions durant leur parcours. En conséquence, le parcours fluctue aussi autour de sa valeur moyenne : c'est cette fluctuation qui est appelée *straggling*. L'écart quadratique moyen qui caractérise les fluctuations de la perte d'énergie autour de la valeur moyenne $\langle \Delta E \rangle$ est donné par :

$$\sigma_E^2 = \frac{Nq_e^4}{4\pi\epsilon_0^2} z^2 Z \Delta x$$

où z et Z sont les numéros atomiques respectifs du projectile et de la cible, et Δx l'épaisseur de matériau traversée. Les fluctuations sur le parcours sont

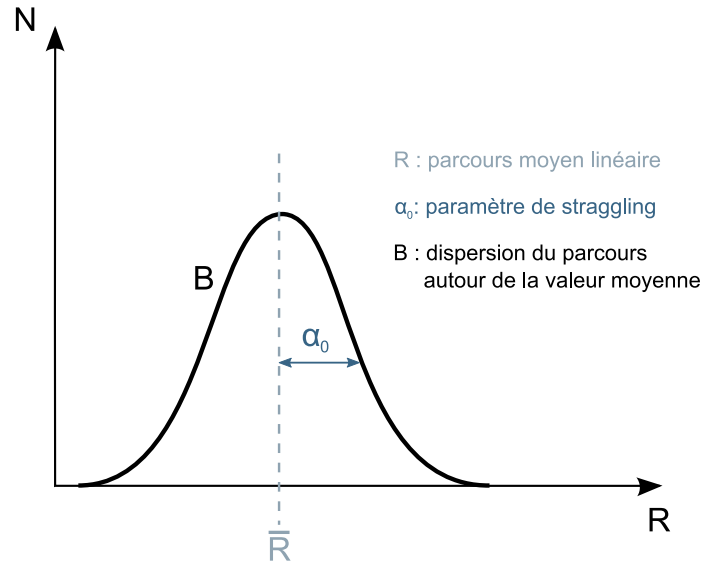


FIGURE 1.7 – Courbe de détermination du parcours d'après [Che86].

reliées à cette relation par :

$$\sigma_E^2 = \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \sigma_x^2$$

La sommation des fluctuations sur chaque élément de parcours ($\sigma_E^2/\Delta x$) pour l'ensemble du parcours R nous donne les fluctuations totales :

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &= \int_0^R \frac{\sigma_E^2}{\Delta x} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-2} dx = \int_0^{E_0} \frac{\sigma_E^2}{\Delta x} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-3} dE \\ &= \frac{Nq_E^4 Zz^2}{4\pi\epsilon_0^2} \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-3} dE \end{aligned}$$

Le paramètre de straggling $\alpha_0 = \sqrt{2}\sigma_x$ correspond à la demi-largeur pour une hauteur $1/e$ de la courbe de dispersion du parcours, montrée sur la figure 1.7.

1.1.6 Interaction des neutrons

Les neutrons étant dépourvus de charge électrique, ils peuvent traverser des épaisseurs importantes de matériau sans interagir. Ceci explique en partie la raison de sa découverte tardive (Chadwick, 1932). Les interactions des neutrons avec les électrons du milieu sont négligeables par rapport aux réactions neutrons-noyaux, qui provoquent le déplacement de particules chargées, et donc l'ionisation de la matière.

1.1.6.1 Caractéristiques des neutrons

Les neutrons font partie des rayonnements indirectement ionisants. Ils vont interagir avec la matière de différentes manières suivant leur énergie. Ils sont ainsi classés selon plusieurs catégories comme le montre le tableau 1.1.

Type de neutrons	Energie
Ultra-froid	< 100 neV
Froid	< 25 meV
Thermique ou lent	25 meV - 0.5 eV
Epithermique	0.5 eV - 50 keV
Intermédiaire	50 keV - 1 MeV
Rapides	1 MeV - 20 MeV
Relativiste	20 MeV - 1 GeV
Ultra-relativiste	1 GeV - 10 TeV

TABLE 1.1 – Classification des neutrons en fonctions de leur énergie.

1.1.6.2 Différents types d'interactions

Pour les neutrons thermiques à rapides, il existe deux types d'interaction possibles :

1. La diffusion (élastique ou inélastique) par un noyau, de section efficace totale $\sigma_{\text{diff}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}}$. Ce processus est prépondérant pour les énergies élevées. Le ralentissement des neutrons rapides est d'autant plus efficace que les noyaux cibles ont une masse proche de celle du neutron
2. L'absorption par réaction nucléaire, dominante pour les neutrons thermiques. L'absorption des neutrons lents se fait principalement par capture radiative (n, γ).

Diffusion élastique (n,n) Les diffusions élastiques sont sans seuil, possibles donc pour les neutrons de toute énergie. En valeur absolue, elles sont plus probables pour des neutrons rapides, même si la tendance générale est la décroissance de la section efficace avec l'augmentation de l'énergie (comme le montre l'exemple de la diffusion élastique sur l'hydrogène dans la figure 1.8). Lors de ces réactions, les neutrons incidents transmettent une partie de leur énergie au noyau cible, qui est alors appelé noyau de recul.

Dans le cas de neutrons rapides, ils vont interagir principalement par diffusion sur des noyaux légers. L'énergie cinétique T_r du noyau de recul est donnée par l'équation (qui démontre l'assertion précédente sur l'efficacité du ralentissement) :

$$T_r = \frac{4M_n M_r}{(M_n + M_r)^2} E_0 \cos^2 \theta_r$$

où M_n et M_r sont respectivement les masses du neutron et du noyau de recul, E_0 est l'énergie initiale du neutron incident et θ_r l'angle de recul du noyau cible dans le système du laboratoire. Si la diffusion a lieu sur un noyau d'hydrogène ($M_n \simeq M_r$), l'énergie cinétique du proton de recul sera $T_p = E_0 \cos^2 \theta_r$. Cette réaction est le processus qui a été principalement utilisé pour la détection des neutrons rapides dans ce travail qui sera détaillée dans le chapitre 4.

Diffusion inélastique (n,n') Contrairement aux diffusions élastiques, les réactions (n,n') sont des réactions à seuil et n'auront donc lieu que si l'énergie cinétique est suffisante. Comme pour tous les processus inélastiques, l'énergie cinétique n'est pas conservée après le choc. Une partie de cette énergie est prélevée pour modifier l'état interne de la cible, en l'occurrence pour exciter le noyau. Au cours de ce processus, un noyau composé est formé et un neutron d'énergie cinétique inférieure à l'énergie initiale est réémis. Le noyau résiduel se désexcite par émission γ ou par conversion interne. Ces réactions ne sont possibles que pour des neutrons rapides car l'énergie des neutrons lents n'est généralement pas suffisante pour alimenter les états excités du noyau.

Réactions nucléaires (n,xn) ou encore (n,particule chargée) Pour ces réactions, le neutron est capturé par le noyau cible et l'énergie d'excitation fournie au noyau composite permet d'émettre de nouveaux neutrons ou des particules chargées (protons, α).

La plupart de ces réactions sont endoénergétiques ($Q < 0$) et exigent donc une énergie seuil, même si des exceptions sont connues. Parmi elles, certaines peuvent être utilisées pour détecter les neutrons de basse énergie au regard de leur section efficace élevée, notamment les réactions ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ et ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ (figure 1.8). Cette dernière réaction a été principalement utilisée dans le cadre de ce travail pour la détection des neutrons thermiques (décrite dans le chapitre 5). Les énergies cinétiques des deux noyaux émis (α et ${}^7\text{Li}$) sont données dans le tableau 1.2. Quelques exemples de réactions nucléaires sont données dans le tableau 1.3.

E_{Li} [MeV]	E_α [MeV]	Intensité
0.84	1.47	94 %
1.02	1.78	6 %

TABLE 1.2 – Energies des noyaux émis lors de la réaction ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ [Mak87].

Capture radiative (n, γ) Dans ce cas, le neutron est capturé par le noyau cible qui se retrouve alors dans un état excité. Pour revenir dans son état fondamental, celui-ci se désexcite en émettant un photon γ . Le phénomène d'activation a lieu si le noyau résiduel formé après la capture est radioactif.

Réaction	Q [MeV]	E_{seuil} [MeV]	σ_{th} [b]
${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$	0.764	-	5350
${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$	1.646	-	36750
${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$	0.626	-	1.8
${}^{35}\text{Cl}(n,p){}^{35}\text{S}$	0.615	-	0.5
${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$	4.782	-	960
${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$	2.790	-	3860
${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$	-3.132	3.249	-
${}^4\text{He}(n,2n){}^3\text{He}$	-20.578	25.765	-
${}^9\text{Be}(n,2n){}^8\text{Be}$	-1.665	1.852	-
${}^4\text{He}(n,2n){}^3\text{He}$	-18.722	20.296	-

TABLE 1.3 – Quelques réactions nucléaires. Le bilan énergétique de réaction est donné par Q , l'énergie seuil par E_{seuil} et σ_{th} donne la section efficace pour des neutrons de 25 meV (ENDF B-VII.0 [COH⁺06]).

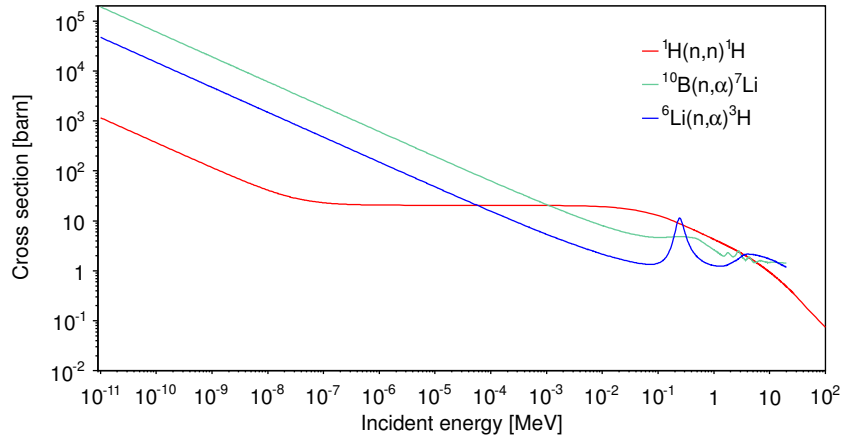


FIGURE 1.8 – Sections efficaces des réactions principalement utilisées pour ce travail, extraites de la base de données JEFF 3.1 [NNS⁺].

Fission (n,f) Un noyau lourd capture un neutron et le noyau composé ainsi formé va se désintégrer en plusieurs fragments de fission et émettre plusieurs neutrons rapides (de 2.5 en moyenne dans le cas de la fission de ${}^{235}\text{U}$). Les produits de fission créés ne sont généralement pas stables, ils se désintègrent la plupart du temps par émission β qui sera accompagnée de plusieurs photons.

1.1.6.3 Loi d'atténuation

Le neutron perd l'essentiel de son énergie par diffusions surtout élastiques avant d'être capturé par un noyau une fois atteinte l'énergie thermique ($kT \sim 0.025$ eV à 300K).

Comme pour les photons, le flux de neutrons subit une atténuation après traversée d'une épaisseur x de matériau. Ce flux peut être calculé suivant l'équation :

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-N\sigma x}$$

où $\sigma = \sigma_{\text{diff}} + \sigma_{\text{abs}}$ est la section efficace totale d'interaction des neutrons et N la densité "surfactive". σ_{diff} correspond à la section efficace de diffusion, et σ_{abs} celle d'absorption (qui inclut les réactions de capture et de fission). Le coefficient d'atténuation est aussi appelé section efficace macroscopique et notée $\Sigma = N\sigma$. Cette grandeur nous permet de définir la longueur de pénétration moyenne (ou parcours moyen) du neutron : $\lambda = 1/\Sigma$. Le parcours total est relié au parcours d'absorption et de diffusion par :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{\text{diff}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}}$$

1.1.6.4 Sources de neutrons

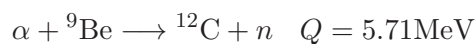
Il existe trois manières de produire des neutrons :

- Les sources isotopiques : sources de fission spontanée ou sources par réactions induites par des α ou des γ .
- Les accélérateurs de particules.
- Les réacteurs nucléaires.

1.1.6.4.1 Sources isotopiques

Fission spontanée Quelques éléments transuraniens fissionnent spontanément pour donner des neutrons. C'est le cas par exemple du ^{248}Cm et du ^{252}Cf , dont le schéma de désintégration est donné sur la figure 1.9. Le spectre de ce type de source est maxwellien d'énergie la plus probable 2 MeV.

Sources (α, n) Ce sont généralement des mélanges d'éléments lourds émetteurs α associées à un élément léger. La distribution angulaire des neutrons émis est quasiment isotrope. La production de neutrons la plus importante est obtenue avec la cible de ^9Be . La réaction est donnée par l'équation suivante :



Le tableau 1.4 donne quelques exemples de réactions (α, n) d'intérêt. Les sections efficaces de ces réactions sont représentées sur la figure 1.10.

La source $^{241}\text{AmBe}$ (décrite dans le chapitre 2, §2.3.4.1) qui a été utilisée pour les mesures en neutrons rapides est de ce type.

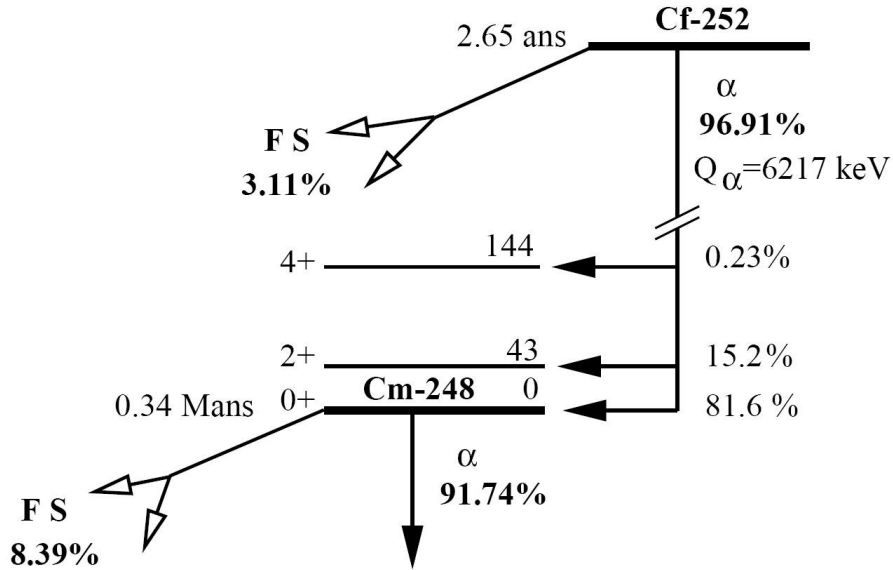
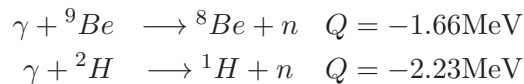


FIGURE 1.9 – Modes de désintégration, par émission α ou par fission spontanée de ^{252}Cf et ^{248}Cm [Bou02].

Réaction	Q [MeV]	E_{seuil} [MeV]	Ab. nat. [%]
$^7\text{Li}(\alpha, n)^{10}\text{B}$	-2.790	4.382	92.4
$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	5.701	-	100
$^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$	1.059	-	19.9
$^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$	0.158	-	80.1
$^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{N}$	-1.952	2.363	100

TABLE 1.4 – Quelques réactions (α, n) [Tro10]. La dernière colonne donne l'abondance isotopique naturelle de la cible.

Sources(γ, n) Dans ce cas, les neutrons sont produits par photo-réaction sur des éléments légers. Deux exemples couramment utilisés sont présentés dans les équations bilans :



Pour que les réactions endoénergétiques aient lieu, les photons doivent posséder une énergie supérieure à une énergie seuil.

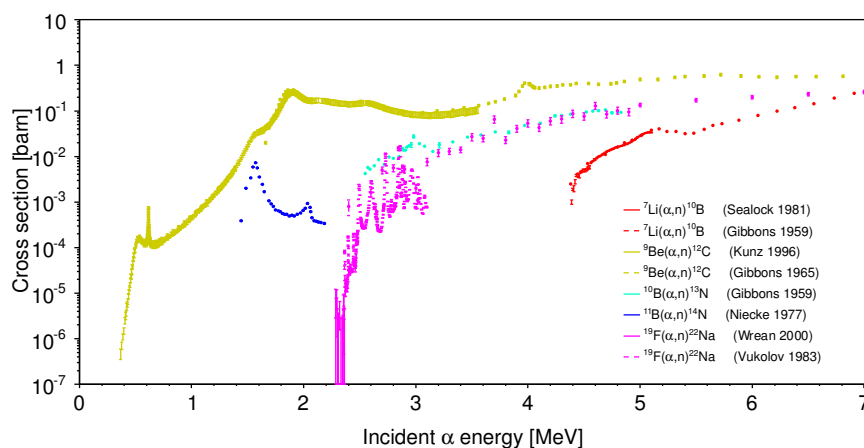


FIGURE 1.10 – Sections efficaces des réactions (α,n) extraites de la base de données EXFOR (JANIS) [NNS⁺]. Nous remarquons la présence d'une énergie seuil.

1.1.6.4.2 Réacteurs nucléaires

Les réacteurs produisent d'importantes quantité de neutrons provenant de la fission du combustible. Cette quantité peut être estimée à 6.10^{13} neutrons par seconde et kilowatt de puissance du réacteur. Le flux moyen de neutrons thermiques produit dans un réacteur de puissance P et de masse fissile M est donné par $\phi = 2.6 \times 10^{10} P/M \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Des neutrons sont également créés dans les accélérateurs de physique des particules par spallation. Dans ce cas, le noyau atomique est frappé par une particule incidente (neutron, proton, photon, ...) de haute énergie (de 50 MeV jusqu'à quelques GeV), et ce noyau cible se désintègre en produisant des jets de particules légères (neutrons, protons, ou noyaux légers de deutérium, hélium et parfois même lithium).

1.1.6.4.3 Accélérateurs de particules

La production de neutrons par des accélérateurs de particules peut se faire par réactions nucléaires de protons, deutons, tritons ou ions lourds. Le choix de l'une ou l'autre réaction permet d'obtenir des neutrons de différentes énergies. Ces énergies peuvent varier de quelques keV à plusieurs dizaines de MeV et dépendent de l'angle d'émission. La sélection d'un angle peut permettre d'obtenir des neutrons monoénergétiques.

Le tableau 1.5 récapitule quelques réactions couramment utilisées. Les réactions (p,n) sont endoénergétiques, alors que les réactions (d,n) sont exoénergétiques.

Réaction	Q [MeV]	E_{ps} [MeV]	E_{ns} [keV]	E_{n0} [MeV]
$^3\text{H}(p,n)$	-0.764	1.019	63.7	-
$^7\text{Li}(p,n)$	-1.646	1.882	29.4	-
$^{45}\text{Sc}(p,n)$	-2.79	2.85	1.35	-
$^2\text{H}(d,n)$	3.265	-	-	2.45
$^3\text{H}(d,n)$	17.6	-	-	14.1
$^9\text{Be}(d,n)$	3.79	-	-	3.44
$^{14}\text{N}(d,n)$	5.1	-	-	4.8

TABLE 1.5 – Quelques réactions utilisables pour la production de neutrons monoénergétiques (à un angle donné) en accélérateur. E_{ps} correspond à l'énergie seuil des protons pour les réactions (p,n), E_{ns} à l'énergie au seuil des neutrons et E_{n0} à celle des neutrons si les deutons avaient une énergie nulle dans le cas des réactions (d,n) [Net78].

1.1.6.5 Détecteurs de neutrons

Une des principales problématiques de la détection des neutrons (et pour la dosimétrie en particulier) est le fait que l'émission de neutrons est quasiment toujours accompagnée de γ pouvant aussi interagir avec le détecteur. Il est donc important d'avoir un détecteur capable de discriminer les signaux provenant des neutrons et ceux provenant des γ (détecteur γ -transparent). Les détecteurs présentés ici entrent tous dans cette catégorie sous certaines conditions d'utilisation. Parmi eux, nous distinguerons deux catégories : les **détecteurs passifs**, qui mémorisent les réactions enregistrées et nécessitent une analyse différée, et les **détecteurs actifs** capables de suivre l'évolution en temps du champ neutronique.

Détecteurs à activation Ce sont des détecteurs passifs. Dans ce cas, une cible bien choisie est exposée pendant un temps donné à un rayonnement neutronique. La cible va alors s'activer par la réaction (n, γ). L'analyse du taux de radioactivité du radioélément formé permet de déduire la fluence initiale des neutrons.

Détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN) Les DSTN sont sensibles aux particules chargées, mais pas aux électrons. Ils sont donc insensibles aux photons. Le milieu détecteur est en général un diélectrique minéral (ex : verre) ou organique (ex : polyéthylène). Les particules chargées sont détectées par l'observation des zones de dommage créées le long des trajectoires de ces

particules dans le matériau. Ces traces ne sont pas observables directement : le matériau doit subir une attaque chimique ou électrochimique par un acide ou une base (“post-processing”). La lecture des détecteurs se fait généralement avec un microscope. Ce sont donc des détecteurs passifs, difficilement utilisables pour une alerte en temps réel.

Chambres à impulsion, chambres à fission Une chambre d’ionisation est un détecteur gazeux qui repère le passage d’une particule chargée en mesurant la charge des électrons et des ions créés par son passage dans le gaz. Un champ électrique est utilisé pour séparer les électrons des ions et les faire dériver ensuite vers des électrodes collectrices.

Les chambres d’ionisation à impulsions permettent de séparer facilement le signal dû aux photons parasites du signal provenant des particules chargées. Ceci provient du fait qu’il faut que la charge collectée soit importante pour que l’impulsion ait lieu. Dans le cas de la détection des neutrons thermiques, un dépôt de ^{10}B peut être employé afin d’utiliser la réaction (n,α) . Il est aussi possible d’utiliser un dépôt fissile pour détecter les neutrons en décomptant les fragments de fission produits.

Compteurs proportionnels Ces détecteurs correspondent à un mode particulier de fonctionnement de certaines chambres d’ionisation. Les ions sont collectés et provoquent ainsi un pic de tension. L’avalanche peut être réglée de sorte que la charge collectée soit proportionnelle à l’énergie incidente. Grâce à un système d’amplification interne, il est possible de séparer les interactions dans le milieu. Un seuil suffit pour discriminer les photons des neutrons. Deux types de compteurs peuvent être utilisés pour la détection de neutrons, selon la gamme énergétique d’intérêt :

- Les compteurs à réaction (n,α) qui détectent les neutrons thermiques. Les matériaux les plus couramment utilisés sont le ^{10}B et le ^3He .
- Les compteurs à protons de recul pour détecter les neutrons rapides. Dans ce cas, le polyéthylène ou d’autres matériaux hydrogénés sont utilisés.

Scintillateurs Un scintillateur peut être minéral ou organique, liquide, solide ou gazeux. Pour ce type de détecteur, l’énergie de la réaction nucléaire est transformée en scintillation lumineuse. Par exemple, le $\text{LiI}(\text{Eu})$ (monocristal d’iodure de lithium activé à l’euporium) peut être utilisé pour la détection de neutrons par la réaction $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$.

Semi-conducteurs Les détecteurs à semi-conducteurs peuvent être assimilés à des chambres d’ionisation solides : les charges créées par un rayonnement ionisant sont séparées par un champ électrique et le courant induit est mesuré. Comme ces détecteurs détectent des particules chargées, un matériau convertisseur doit être utilisé dans le cas de la détection des neutrons. Pour des neutrons

thermiques, un radiateur boré ou lithié sera utilisé alors que pour les neutrons rapides un matériau hydrogéné type polyéthylène est plus indiqué. Tout ce travail porte sur ce type de capteur, avec l'avantage supplémentaire d'un traitement électronique intégré.

1.2 Dosimétrie

L'utilisation de rayonnements ionisants nécessite une réglementation stricte et une bonne estimation des dégâts biologiques engendrés par une exposition aux rayonnements. La dosimétrie, qui permet la détermination quantitative de la dose absorbée, revêt donc une importance capitale dans un contexte socio-économique où la radioactivité devient de plus en plus présente dans le quotidien (médecine nucléaire, industrie nucléaire, . . .). Des grandeurs spécifiques, définies rigoureusement par l'ICRU¹, sont utilisées en dosimétrie et radioprotection [ICR93b].

1.2.1 Grandeurs physiques et dosimétriques

1.2.1.1 Fluence

La fluence en un point M du champ est définie comme le nombre de particules pénétrant dans une sphère de centre M et dont l'aire du plan diamétral est dS :

$$\phi = \frac{dN}{dS}$$

Le débit de fluence est également une grandeur couramment utilisée. Elle correspond à la dérivée de la fluence par rapport au temps :

$$\psi = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d^2N}{dt.dS}$$

Il est important de ne pas confondre la fluence avec le flux, exprimé en s^{-1} et donné par :

$$\varphi = \frac{dN}{dt}$$

1.2.1.2 Dose absorbée

La dose absorbée, notion fondamentale en dosimétrie des rayonnements ionisants, est définie comme le quotient de l'énergie moyenne déposée $d\bar{E}_{\text{dep}}$ par le rayonnement à l'élément de matière dm :

$$D_{\text{abs}} = \frac{d\bar{E}_{\text{dep}}}{dm}$$

1. International Commission on Radiation Units and Measurements.

Elle s'exprime en Gray (J/kg). La dose absorbée est une grandeur mesurable à l'aide d'étalons primaires et varie en fonction des applications. Nous pouvons citer à titre d'exemple :

- 0.2 mGy pour une radiographie dentaire,
- 1 mGy pour une radiographie thoracique,
- 2 Gy pour une séance de radiothérapie,
- 50 kGy pour la stérilisation du matériel chirurgical.

Dans le cas des rayonnements ionisants, la dose absorbée est très fortement corrélée au transfert linéique d'énergie (TLE). Celui-ci reflète la variation locale, tout au long du parcours, de la dose absorbée au passage de la particule. Il est donné par :

$$TLE = \frac{dE_{abs}}{dx}$$

avec dx élément de parcours. Au-delà de certaines limites, le TLE n'est plus valide : perte d'énergie par rayons δ , variation intrinsèque au long du parcours, longueur du parcours, non-linéarité de la trajectoire... sont autant de phénomènes qui compliquent la description.

1.2.1.3 Equivalent de dose

La dose absorbée est bien définie pour la matière inerte, mais ne rend pas compte des effets provoqués dans les tissus vivants. De nombreux facteurs entrent en jeu dans ces effets, notamment la densité d'énergie cédée (TLE) et la nature du rayonnement. Un facteur de qualité Q , dont la valeur est associée à un intervalle de TLE, est donc introduit. Ce facteur nous permet de définir l'équivalent de dose H comme :

$$H = D.Q$$

L'équivalent de dose ou dose équivalente s'exprime en sievert Sv (J/kg). Cette unité est donc homogène au gray, qui en revanche ne tient pas compte des effets biologiques des rayonnements.

1.2.1.4 Dose transférée (Kerma)

Le kerma est utilisé dans le cas des rayonnements indirectement ionisants (X, γ , neutrons). Il illustre l'énergie transférée aux particules secondaires directement ionisantes produites par les interactions des particules neutres initiales. Si $\sum dE_{tr}$ est la somme des énergies cinétiques initiales des particules chargées générées par les neutres dans un volume de masse dm , le kerma est donné par :

$$K = \frac{\sum dE_{tr}}{dm}$$

Il s'exprime en gray.

1.2.2 Grandeurs de protection

Selon les dernières recommandations de l'ICRP² [ICR07], ces grandeurs permettent de déterminer les limites d'exposition afin de garantir que la survenue d'effets stochastiques sur la santé soit maintenue en dessous des niveaux acceptables et que des réactions tissulaires soient évitées.

1.2.2.1 Dose équivalente H_T

La dose équivalente illustre les effets biologiques des rayonnements. Elle correspond à la dose absorbée pondérée suivant le type et l'énergie du rayonnement incident R. La notion de facteur de qualité est remplacée par celle de facteur de pondération radiologique. Ces notions sont applicables principalement aux faibles doses. Elle est définie comme :

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R}$$

avec $D_{T,R}$ est la dose moyenne absorbée dans l'organe ou le tissu radiosensible T induite par le rayonnement R et W_R le facteur de pondération radiologique. Les valeurs de ce dernier sont données dans le tableau 1.6 (FF correspond aux fragments de fission, HI aux ions lourds) et représentées sur la figure 1.11. Dans le cas des neutrons, le facteur de pondération varie en fonction de l'énergie incidente. Nous constatons également que les valeurs ces facteurs de pondération évoluent au fil du temps et des nouvelles normes. Il faut donc faire attention à bien utiliser les dernières valeurs recommandées pour la détermination de la dose équivalente.

Rayonnement	W_R [%]
γ, e^\pm, μ^\pm	1
p, π^\pm	2
α , FF, HI	20
neutron	$W_R = \begin{cases} 2.5 + 18.2e^{-\ln(E_n)^2/6} & E_n < 1 \text{ MeV} \\ 5.0 + 17.0e^{-(2E_n)^2/6} & 1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV} \\ 2.5 + 3.25e^{-\ln(0.04E_n)^2/6} & E_n > 50 \text{ MeV} \end{cases}$

TABLE 1.6 – Valeurs de W_R selon les dernières recommandations de l'ICRP [ICR07].

1.2.2.2 Dose efficace

Pour tenir compte des différentes radiosensibilités des organes du corps humain, l'ICRP a introduit une nouvelle grandeur caractérisant l'effet des rayonnements

2. International Commission on Radiological Protection.

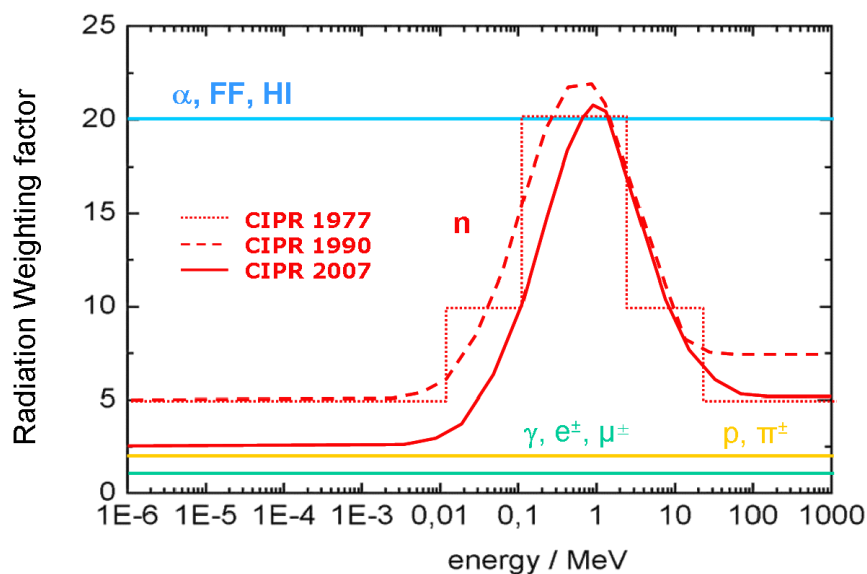


FIGURE 1.11 – Facteurs de pondération radiologique pour différents types de rayonnements [ICR77, ICR90, ICR07]. Les neutrons les plus dangereux sont les rapides (autour de 1 MeV).

ionisants sur le vivant : la dose efficace, notée E . Elle s'exprime comme la somme des doses équivalentes pondérées délivrées aux différents tissus et organes du corps :

$$E = \sum_T W_T H_T = \sum_T W_T \sum_R W_R D_{T,R}$$

La dose efficace s'exprime en sievert.

L'évolution des valeurs des facteurs de pondération tissulaire pour différents organes est montrée sur la figure 1.12.

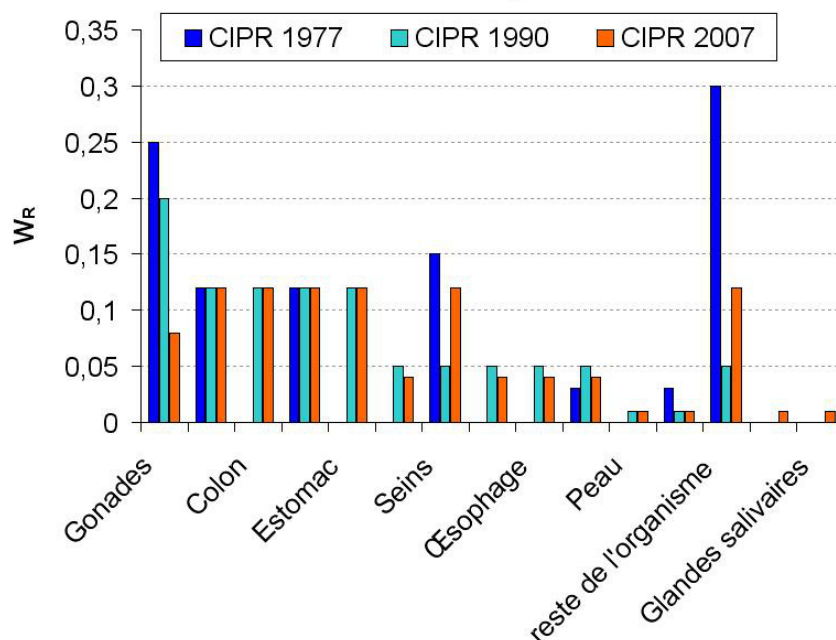


FIGURE 1.12 – Facteurs de pondération tissulaire pour différents organes et au cours du temps [ICR77, ICR90, ICR07].

1.2.3 Grandeurs opérationnelles

Le principal inconvénient des grandeurs de protection (dose équivalente et dose efficace) est qu'elles ne sont pas mesurables directement. Pour les expositions professionnelles, leurs valeurs sont déterminées par les moyens de la surveillance des rayonnements, en utilisant des grandeurs opérationnelles introduites par l'ICRU. Ce sont des estimateurs de la dose efficace et dose équivalente. Il faut cependant souligner que ces estimations restent soumises à des écarts par rapport aux valeurs réelles des grandeurs de protection, comme le montre la figure 1.13.

1.2.3.1 Dosimétrie de zone ou d'ambiance

Les grandeurs opérationnelles d'ambiance sont définies grâce à la sphère ICRU (une sphère de 30 cm en matériau équivalent tissu qui représente le corps humain). Ces grandeurs se réfèrent à la dose équivalente en sievert qui existerait dans la sphère si cette dernière était placée dans le champ de rayonnement.

Equivalent de dose ambiant L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ en un point dans le champ de rayonnement est la dose équivalente qui serait produite par le champ de rayonnement à une profondeur d (en mm) dans la sphère ICRU,

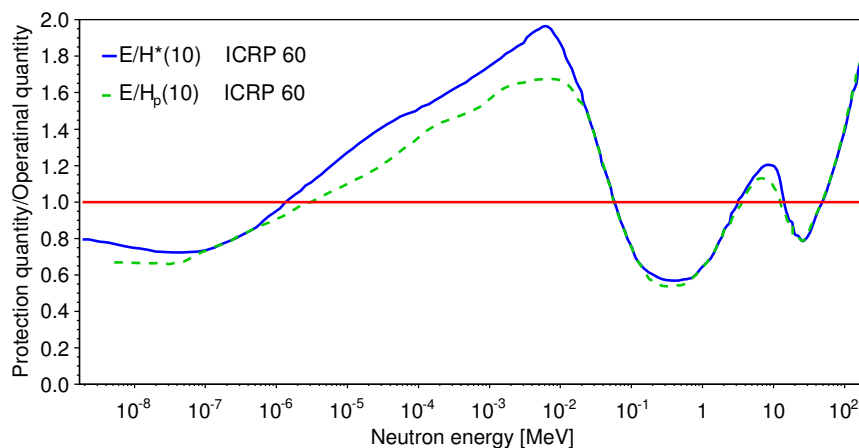


FIGURE 1.13 – Ecart entre grandeurs de protection et grandeurs opérationnelles [ICR90].

sur un rayon qui fait face à la direction du champ unidirectionnel (définition donnée par [AFN05]).

Elle est principalement utilisée pour l'estimation de doses liées aux rayonnements fortement pénétrants. La profondeur recommandée est 10 mm : la grandeur utilisée est alors $H^*(10)$. Elle donne une estimation raisonnable de la dose efficace et est couramment utilisée pour l'étalonnage des appareils de radioprotection et de contrôle d'ambiance.

Equivalent de dose directionnel Noté $H'(d, \Omega)$, cette grandeur donne la dose équivalente qui serait produite par le champ de rayonnement à une profondeur d (en mm) dans la sphère ICRU, sur un rayon et une direction spécifiée Ω . Elle est préférentiellement utilisée pour la mesure des doses dues à des rayonnements faiblement pénétrants.

Les profondeurs recommandées sont 0.07 mm (pour la peau) et 3 mm (pour le cristallin) : les grandeurs mesurées sont donc $H'(0.07, \Omega)$ et $H'(3, \Omega)$. C'est un bon estimateur de la dose équivalente dans les tissus superficiels.

Les champs $H^*(d)$ et $H'(d, \Omega)$ sont représentés dans la sphère ICRU sur la figure 1.14.

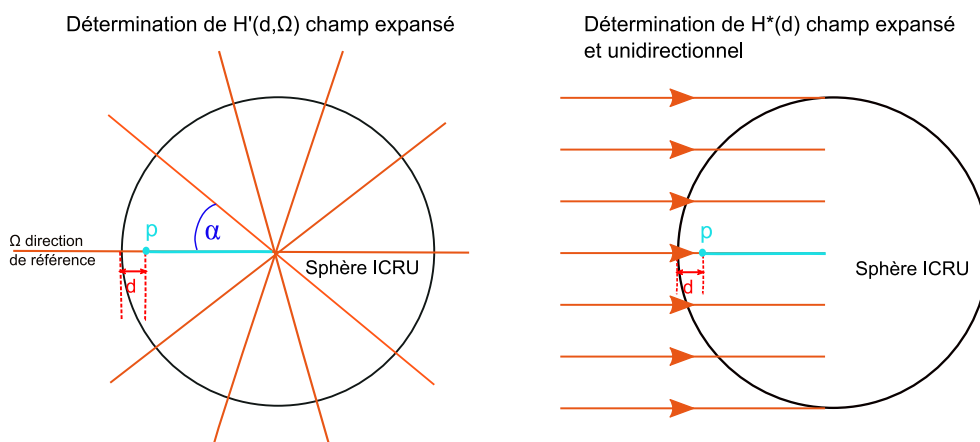


FIGURE 1.14 – Champs expansé et directionnel dans la sphère ICRU [Pau03].

1.2.3.2 Dosimétrie individuelle

Equivalent de dose personnel Il correspond à la dose équivalente dans le tissu mou au point spécifié sur la surface du corps à une profondeur d (en mm), le champ de rayonnement étant le champ réel où se trouve l'individu. Il est noté $H_p(d)$.

Les profondeurs préconisées par l'ICRU sont :

- 0.07 mm pour la peau (rayonnements faiblement pénétrants) : $H_p(0.07)$.
- 3 mm pour le cristallin (rayonnements faiblement pénétrants) : $H_p(3)$.
- 10 mm pour le corps entier (rayonnements fortement pénétrants) : $H_p(10)$.

Les mesures pratiques de $H_p(10)$ et $H_p(0.07)$ sont effectuées en plaçant un dosimètre opérationnel à la surface du corps. L'équivalent de dose personnel directionnel $H_p(10, \alpha)$ peut également être utilisé.

La figure 1.15 résume les relations entre les différentes grandeurs utilisées en dosimétrie et en radioprotection.

1.2.3.3 Limites annuelles de dose

Les grandeurs opérationnelles étant de bons estimateurs des grandeurs de protection, elles peuvent être reliées aux limites annuelles de dose efficace et de dose équivalente à la peau et au cristallin définies dans la réglementation. Ces limites sont données dans le tableau 1.7.

1.2.3.4 Détermination des grandeurs opérationnelles

Des fantômes sont utilisés pour les évaluations des grandeurs opérationnelles. Plusieurs types de fantômes sont à distinguer :

- Des fantômes simples, utilisés pour le calibrage des grandeurs opérationnelles. Selon la grandeur à définir, il faut utiliser différentes géométries. Pour la

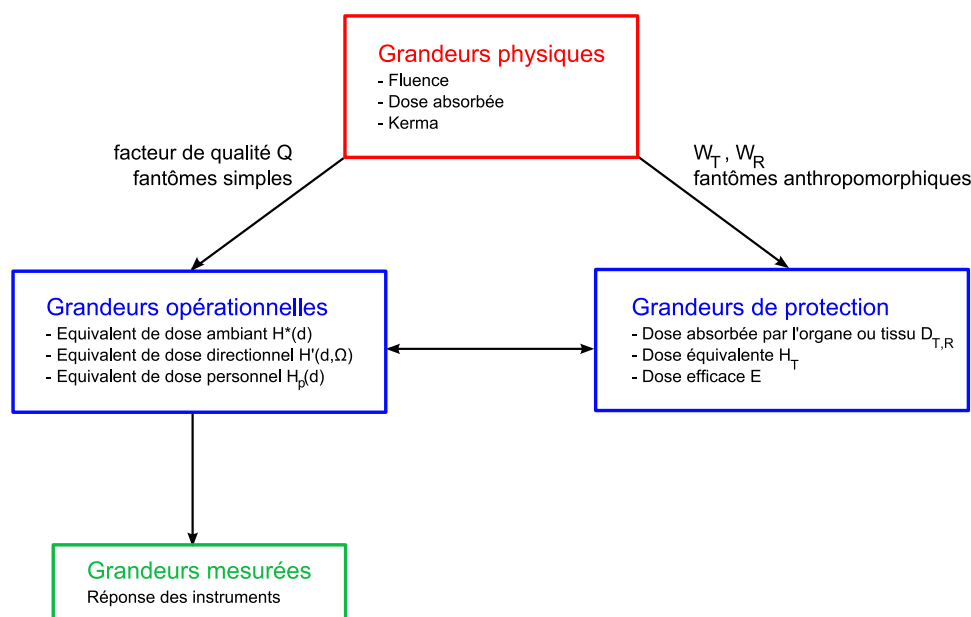


FIGURE 1.15 – Relations entre les grandeurs physiques, de protection et opérationnelles.

	Grandeurs de protection		Grandeurs opérationnelles	Limites [mSv/an]
Travailleurs	Dose efficace E		$H_p(10)$	20
	Dose équivalente	peau H_T	$H_p(0.07)$	500
		cristallin H_T	$H_p(3)$	150
Public	Dose efficace E		$H_p(10)$	1
	Dose équivalente	peau H_T	$H_p(0.07)$	50
		cristallin H_T	$H_p(3)$	15

TABLE 1.7 – Limites réglementaires des grandeurs opérationnelles en France.

mesure de $H^*(10)$, une sphère de diamètre 30 cm en tissu ICRU (sphère ICRU) de densité $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$ et composée de 76.2% d'oxygène, 11.1% de carbone, 10.1% d'hydrogène et 2.6% d'azote sera utilisée. Dans le cas de $H_p(10)$, un cube ICRU correspondant à un fantôme tronc de $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ en PMMA (Polyméthacrylate de Méthyle $(C_5H_8O_2)_n$) contenant de l'eau sera choisi.

- Des fantômes anthropomorphiques utilisés pour calculer la dose efficace reçue par un "homme type" dans des champs d'irradiation standard. Il en existe deux sortes : les fantômes mathématiques et les fantômes voxelisés.

Fantômes mathématiques Ils ont été développés par le comité MIRDO (Medical Internal Radiation Dose) dans les années 70. Dans ce cas, le corps humain et les organes principaux sont définis à partir de formules mathématiques. Leurs formes géométriques sont ainsi souvent simplifiées, comme le montre la figure 1.16. Ces fantômes ont l'avantage d'être faciles à coder et de fournir un calcul rapide. Cependant, la simplification importante des organes peut poser problème, tout comme le fait que certains organes ne soient pas définis (exemple : moelle rouge).

Fantômes voxelisés La représentation du corps humain est ici obtenue à partir d'image tomodynamométrique (CT) ou par IRM. La publication 103 de l'ICRP [ICR07] utilise des fantômes numériques de référence (homme et femme) pour le calcul des équivalents de dose à l'organe et au tissu. Un exemple de fantôme voxelisé est montré sur la figure 1.17.

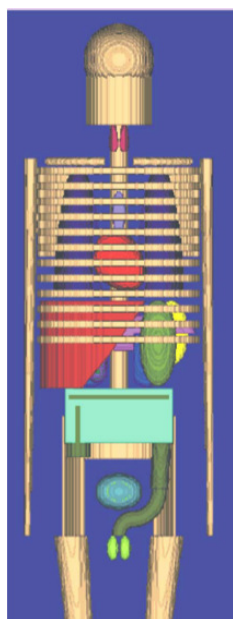


FIGURE 1.16 – Exemple de fantôme mathématique [KZWD86].



FIGURE 1.17 – Exemple de fantôme voxelisé.

1.2.4 Dosimétrie neutrons

Une des principales difficultés de la dosimétrie des neutrons provient du fait qu'ils existent sur une large gamme énergétique (du meV au GeV), et la dose absorbée ne sera pas la même pour chaque énergie de neutron. Un autre problème provient de la présence systématique de photons dans les champs neutroniques : il est donc nécessaire de disposer de moyens de détection ayant une sensibilité

faible aux photons.

Deux méthodes (définies par l'ICRU [ICR01]) permettent de mesurer les grandeurs opérationnelles associées aux neutrons : les méthodes spectrométriques et la méthode globale. Dans le cas d'une méthode spectrométrique, le dosimètre peut mesurer la distribution en énergie du milieu ou la distribution des TLE des particules chargées secondaires créées par l'interaction des neutrons. La méthode globale permet de convertir directement le nombre d'événements comptés par le dosimètre en équivalent de dose et en dose absorbée. L'avantage de cette dernière méthode sur la première est sa simplicité, même si elle est à pondérer par le fait que la méthode spectrométrique donne de meilleurs résultats.

1.2.4.1 Méthodes spectrométriques

Nous ne présentons ici que les méthodes les plus couramment utilisées. Il en existe beaucoup d'autres, comme par exemple la scintillation liquide, les compteurs de recul, la méthode par détecteurs résonants. . .

Compteurs proportionnels à ^3He Ils sont sensibles aux neutrons de toutes énergies. Pour les neutrons thermiques, la réaction $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ produit 765 keV. Pour les neutrons d'énergies supérieures, une distribution des impulsions électriques au-delà du pic thermique permet de remonter au spectre initial (par une méthode matricielle).

Mesure de la vitesse du neutron Cette méthode, appelée aussi méthode du temps de vol, s'applique à des sources de neutrons pulsées. La vitesse v du neutron est calculée à partir du temps qu'il met pour parcourir une distance L . Comme l'énergie du neutron est fonction du temps de vol, la distribution en temps permet de remonter à la distribution en énergie des neutrons. Cette méthode nécessite une électronique rapide et des distances importantes.

Spectrométrie par sphères Bonner (BSS) La méthode de spectrométrie par sphères Bonner utilise l'ensemble de données de compteur de neutrons placés dans des sphères de polyéthylène de diamètres différents, ayant ainsi des réponses en énergie différentes, pour remonter à la distribution en énergie de la fluence. Ce système permet ainsi d'avoir une sensibilité aux neutrons sur un vaste domaine d'énergie (des énergies thermiques au GeV). Les sphères vont servir de modérateurs aux neutrons incidents (par diffusion élastique principalement), et le compteur proportionnel (par exemple, à ^3He) situé au centre de la sphère détecte les neutrons thermiques issus de la modération. La figure 1.18 représente les réponses de sphères de Bonner utilisées par l'Université de Barcelone (UAB) lors de la caractérisation de la source $^{241}\text{AmBe}$ que nous avons utilisée pour nos mesures (voir chapitre 2, §2.3.4.1.3). Les valeurs de ces réponses ne peuvent être obtenues que par simulation Monte Carlo.

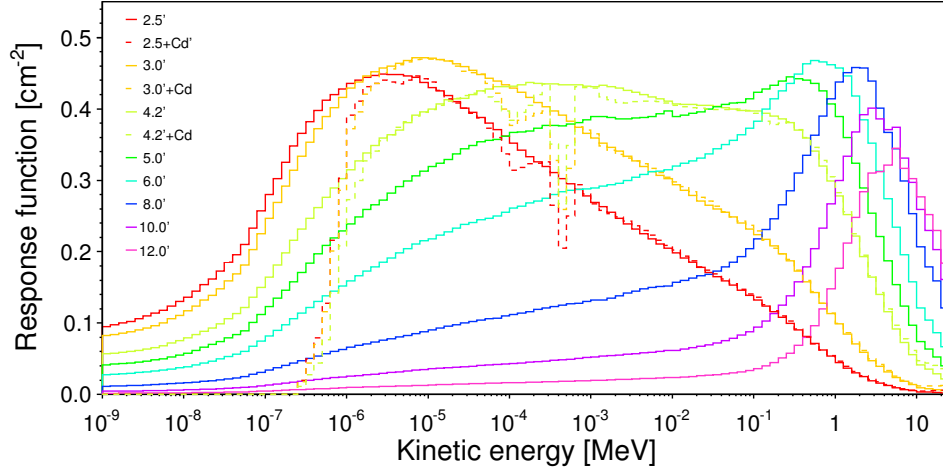


FIGURE 1.18 – Fonctions de réponse des sphères de Bonner utilisées obtenue par simulation avec le code MCNP-4B [FBA⁺07]. Les diamètres sont donnés en pouces.

Connaissant le nombre de coups C_i comptés dans chaque sphère et la fonction de réponse des sphères $R_i(E)$ (en cm^2), la distribution en énergie de la fluence $\phi(E)$ (en MeV^{-1}) peut être obtenue par une méthode de déconvolution à partir de l'équation :

$$C_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} R_i(E) \phi(E) d \ln E \quad (1.4)$$

où i représente le numéro de la sphère (sur un total de m sphères). Cette équation peut être discrétisée en :

$$C_i = \sum_{j=1}^n R_{ij} \phi_j \quad (1.5)$$

où R_{ij} représente la réponse moyenne de la sphère i pour un intervalle d'énergie j et ϕ_j est la fluence dans l'intervalle j .

La difficulté dans l'obtention des solutions des équations 1.4 et 1.5 vient du fait que le nombre de mesures indépendantes m (correspondant au nombre de sphères) est bien inférieur au nombre d'inconnues n . Il existe donc une infinité de solutions mathématiques possibles, mais seules quelques unes ont un sens physique. Pour obtenir ces solutions, il est nécessaire de passer par un code de déconvolution. Différents codes pré-existants peuvent être utilisés :

- Codes basés sur la méthode des moindres carrés : GRAVEL [Mat94], STAY'SL [Per77], ...
- Codes basés sur le maximum d'entropie : MAXED [RG98], MIEKE [Mat94], ...
- Codes basés sur une paramétrisation : MITOM [TFBM04], FRUIT [BDEF07], ...

Tous ces codes nécessitent un spectre initial (modèle). Il est donc nécessaire de connaître la forme approximative du spectre recherché.

Des tests sur différents codes de déconvolution ont été menés dans le cadre de ce travail et seront détaillés dans le chapitre 2.

1.2.4.2 Méthode globale

Les facteurs de conversion entre la fluence de neutrons et les grandeurs opérationnelles sont généralement établis par simulations Monte Carlo, qui simulent l'interaction des neutrons dans le corps humain et déterminent la distribution spatiale de la dose absorbée.

Ils sont notés $h^*(10) = H^*(10)/\phi$ et $h_p(10) = H_p(10)/\phi$, exprimés en pSv.cm². Voici une paramétrisation que nous proposons pour la variable $h^*(10)$, basée sur [Sie94] (qui propose une autre fonction semblant comporter une erreur) :

$$\log_{10}(h^*(10)) = \frac{a_1}{1 + (b_1 + c_1 \log_{10}(10^{-6}/E))^2} + \sum_{i=2}^4 \frac{a_i}{1 + \exp(b_i + c_i \log_{10}(10^{-6}/E))}$$

où E est exprimée en MeV. Les incertitudes très importantes sur certains paramètres illustrent le fait que les valeurs de ces paramètres (a_4 ou b_1 , par exemple) ont une faible incidence.

La même formule a été utilisée pour la paramétrisation de $h_p(10)$. Les coefficients calculés par minimisation avec MINUIT sont donnés dans les tableaux 1.8 et 1.9.

	i=1	i=2	i=3	i=4
a_i	1.1 (4%)	2.07 (6%)	0.2 (16%)	-0.3 (492%)
b_i	4.8×10^{-3} (1564%)	12.4 (7%)	80.6 (31%)	107.6 (1%)
c_i	0.2 (25%)	2.6 (6%)	114.6 (31%)	-3.7 (38%)

TABLE 1.8 – Valeurs des paramètres obtenus par MINUIT pour $h^*(10)$. Les valeurs entre parenthèses sont les incertitudes données par MINUIT.

Les résultats de ces paramétrisations sont représentés sur la figure 1.19. Celle-ci montre les limites de la formule utilisée, qui présente des écarts non-négligeables avec les valeurs mesurées [ICR96] (jusqu'à 25%).

	i=1	i=2	i=3	i=4
a_i	1.1 (4%)	2.1 (5%)	0.2 (18%)	-0.3 (492%)
b_i	-1.1×10^{-2} (737%)	12.2 (6%)	91.9 (31%)	107.6 (1%)
c_i	0.1 (24%)	2.6 (6%)	13.0 (31%)	-6.7 (28%)

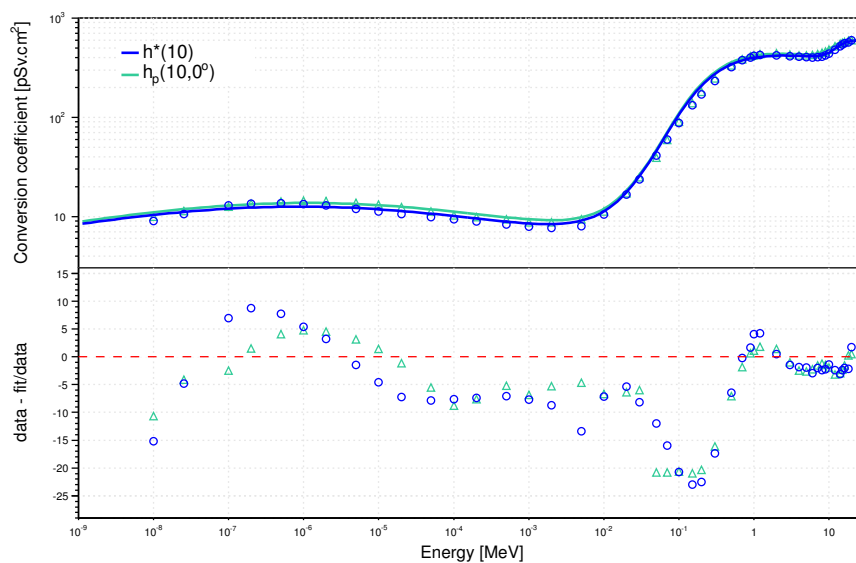
TABLE 1.9 – Valeurs des paramètres obtenus par MINUIT pour $h_p(10)$.

FIGURE 1.19 – Forme générale du facteur de conversion fluence-dose (haut) et comparaison des valeurs mesurées [ICR96] et des valeurs calculées (bas).

Les coefficients de conversion fluence-dose dépendent également d'autres paramètres que l'énergie. Nous pouvons citer par exemple l'angle d'incidence par rapport au détecteur (comme le montre la figure 1.20) ou encore les dimensions du fantôme utilisé.

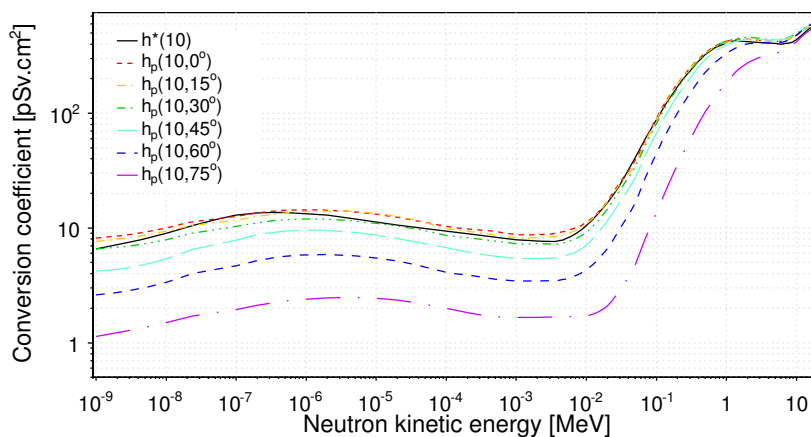


FIGURE 1.20 – Facteurs de conversion flux-dose en fonction de l'énergie des neutrons et pour différents angles [ICR96].

1.2.4.3 Dosimétrie de zone

Il existe deux catégories d'appareils pour la dosimétrie d'ambiance neutrons : les compteurs proportionnels équivalents au tissu (CPET) et les "REM compteurs".

Les REM compteurs Leur nom provient de l'ancêtre du sievert : le rem (*Röntgen Equivalent for Man*). Ces compteurs utilisent la méthode globale. Au centre d'un modérateur (sphère ou cylindre) se trouve un détecteur sensible aux neutrons thermiques. L'épaisseur du modérateur est choisie de telle sorte que la réponse en énergie est la plus constante possible. Les performances de ce type de détecteurs sont acceptables, avec une variation de réponse inférieure à 50% pour des sphères d'un diamètre supérieur à 10 pouces (25.4 cm).

Les CPET Dans ce cas, un gaz équivalent au tissu est entouré d'une cathode en matériau également équivalent au tissu. Les particules chargées qui atteignent le gaz n'y perdront qu'une partie de leur énergie. L'énergie ainsi déposée permet de remonter à la valeur de l'énergie linéale (qui est homogène au TLE). Ces détecteurs sont peu utilisés par rapport aux REM compteurs.

1.2.4.4 Dosimétrie individuelle

Contrairement à la dosimétrie d'ambiance, un seul détecteur ne peut pas couvrir la totalité de la gamme énergétique des neutrons. Ainsi il existe deux grandes

familles de dosimètres personnels : les dosimètres passifs et les détecteurs actifs (voir §1.1.6.5).

1.2.4.4.1 Dosimètres passifs

Dosimètres thermo-luminescents Ils utilisent principalement le ^6Li contenu dans le fluorure de lithium LiF. Ce matériau étant sensible aux photons, ils mesurent la réponse aux neutrons par différence de sensibilité entre des pastilles de ^6LiF (sensibles aux neutrons et photons) et de ^7LiF (sensible uniquement aux photons). Par chauffage des détecteurs, les états créés par le rayonnement sont désexcités et la lumière ainsi émise est proportionnelle à la dose absorbée. Il est bon de noter que si le signal provenant des neutrons est très faible par rapport au signal γ , les informations déduites sur les neutrons ne seront pas précis (puisque obtenus par soustraction de deux nombres du même ordre de grandeur).

Dosimètres photographiques Deux configurations sont possibles pour ce type de détecteurs :

- Un écran de cadmium est placé sur un film photographique qui permettra d'estimer l'équivalent de dose due aux neutrons thermiques. Ce système détecte les γ issus de la capture des neutrons thermiques par le cadmium (notons que ce dernier a une section efficace de capture avec les neutrons thermiques très élevée, par exemple $\sigma \simeq 80000\text{b}$ pour $E_n=1\text{ meV}$).
- Une émulsion photographique dans laquelle sont détectées les traces de protons de recul issus des interactions élastiques des neutrons rapides (ex : émulsion NTA).

Détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN) Le principe de ces détecteurs a déjà été expliqué dans le §1.1.6.5. Nous pouvons citer parmi les DSTN couramment utilisés en dosimétrie neutrons les CR-39 en PADC [SPT87] tels que les PN3, les Neutrak[Lan] ou encore les LR-115 [LC86].

Dosimètres à bulles Un liquide facilement vaporisable est inclus sous forme de micro-gouttelettes dans un polymère de grande viscosité. Le dégagement d'énergie provoqué par l'interaction des neutrons avec les atomes de ces micro-gouttelettes va provoquer leur vaporisation, formant ainsi une bulle de gaz dans le polymère. Les bulles formées peuvent être ensuite comptées visuellement ou à l'aide d'un système optique ou électronique. Ces détecteurs présentent l'avantage d'être insensibles aux rayons γ . En revanche, ils sont sensibles à la température ambiante, ont un coût élevé et une faible durée de vie. Ils sont actuellement exclus de la dosimétrie réglementaire car ils ne sont pas exploités par un laboratoire agréé.

Sur la figure 1.21 sont représentées les fonctions de réponses de dosimètres passifs. Cette figure montre bien les plages énergétiques d'utilisation de ces détecteurs. Tous les dosimètres passifs ont un problème avec leur seuil de sen-

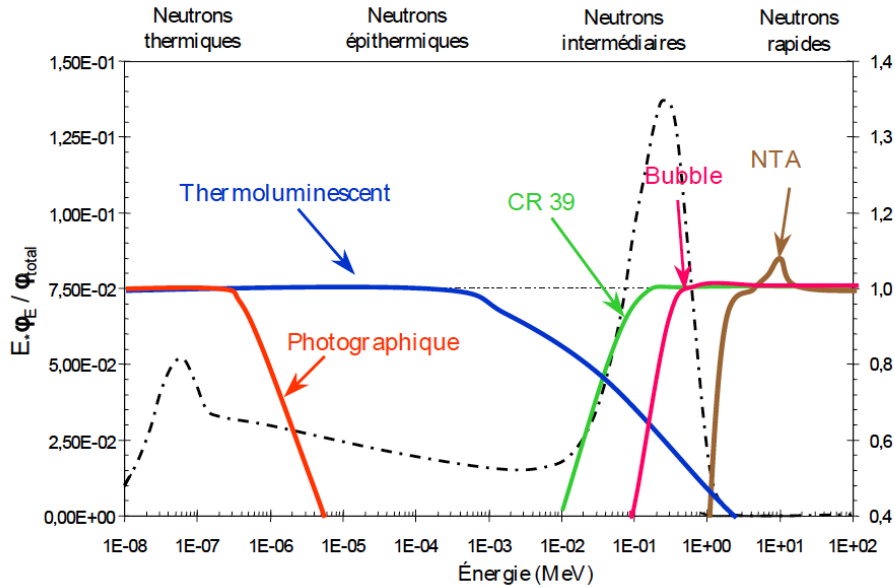


FIGURE 1.21 – Fonctions de réponse normalisées de quelques types de dosimètres passifs [Cha06].

sibilité et ont une limite de saturation beaucoup plus basse que les dosimètres actifs.

1.2.4.4.2 Dosimètres actifs

Dans le cas des dosimètres actifs, aussi appelés dosimètres opérationnels, la détection s'effectue généralement au moyen de silicium semi-conducteur (voir §1.1.6.5). Le silicium est alors recouvert de convertisseurs de nature et d'épaisseur différentes selon la plage énergétique à détecter. Le principal inconvénient de ces dosimètres est leur sensibilité aux γ qui masque le signal dû au neutrons de moins de 800 keV. En conséquence, la réponse du dosimètre en terme d'équivalent de dose individuel en fonction de l'énergie varie fortement. Les solutions possibles pour réduire le parasitage des γ seraient la séparation des signaux par procédé électronique, la réduction de la zone sensible ou encore l'utilisation de convertisseurs permettant d'explorer le domaine d'énergie masquée.

De novembre 2001 à octobre 2005 a été effectuée une grande enquête (par des laboratoires tels que l'IRSN, le SCK-CEN, ...) destinée à tester les dosimètres opérationnels neutrons qui étaient disponibles sur le marché : EVIDOS (EValuation of Individual DOSimetry [DBBM+05, SBBM+05, SBBM+06]). La dosimétrie passive est couramment employée pour les neutrons. Une des questions était donc de savoir si les dosimètres opérationnels pouvaient concurrencer les détecteurs passifs en terme de performances. Les principaux dosimètres qui ont été testés lors de cette enquête sont présentés sur la figure 1.23. Nous pouvons citer :

- Aloka, PDM-313
- Siemens EPD-N2 et EPD-N
- Saphymo, Saphydose-N
- DIS-N (PSI, RADOS)
- DOS-2002 (PTB)
- MGS, DMC 2000 GN (PTB)



FIGURE 1.22 – Quelques dosimètres opérationnels neutrons testés lors de l'enquête EVIDOS.

Pour évaluer les dosimètres testés, une comparaison a été faite entre la valeur réelle de la dose équivalente et la valeur mesurée par l'appareil. Cela nécessite une mesure de référence de l'équivalent de dose.

La campagne de mesures s'est ainsi effectuée en quatre étapes :

1. Détermination de la distribution en énergie et en direction des neutrons dans l'environnement choisi.
2. Détermination des valeurs de références des grandeurs de protection par méthode globale ou spectrométrique.
3. Mesures des quantités de protection par les dosimètres testés.

4. Comparaison des mesures avec les valeurs de référence.

Les mesures ont été effectuées dans différents laboratoires, comme l'IRSN, le SCK-CEN,...

La figure ?? montre les fonctions de réponse des deux dosimètres considérés comme les plus fiables par cette étude : le Saphydose-N et l'EPD-N2. Les fonctions de réponse fluctuent de façon importante autour de la valeur 1, ce qui illustre une des difficultés de la dosimétrie opérationnelle des neutrons : obtenir une fonction de réponse constante sur une large gamme énergétique. Le manque de sources monoénergétiques de neutrons en dessous du keV (il n'existe pas de source monoénergétique de neutrons thermiques) ajoute une difficulté supplémentaire à la détermination de la réponse. Celle-ci ne peut donc être déterminée que par simulation.

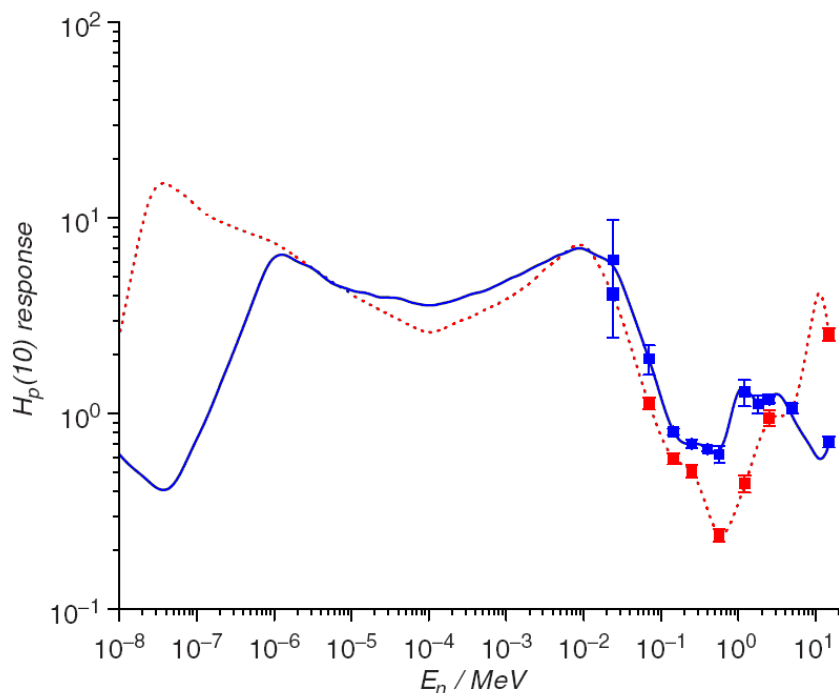


FIGURE 1.23 – Fonctions de réponse expérimentales (symboles pleins) et simulées (lignes) du Saphydose-n (en bleu) et de l'EPD-N2 (en rouge) [RLB07]. La dose $H_p(10)$ est normalisée

1.3 Conclusion

La dosimétrie active neutrons est donc à l'heure actuelle encore imparfaite et va nécessiter quelques ajustements pour lui permettre de rivaliser avec les dosimètres passifs. Ainsi, le groupe RaMsEs a décidé de proposer sa propre solution pour la dosimétrie opérationnelle neutrons en utilisant une technologie inédite dans le monde de la dosimétrie : les capteurs CMOS. Ces capteurs possèdent de nombreux atouts pour la détection des neutrons, que nous allons détailler dans le chapitre suivant.

Conditions expérimentales

Always be wary of any helpful item that weighs less than its operating manual.

T. Pratchett

Sommaire

2.1	Les capteurs CMOS	46
2.1.1	Physique des semi-conducteurs	46
2.1.2	Transistor MOS	47
2.1.3	Capteurs CMOS	50
2.1.4	Le capteur utilisé : MIMOSA-5	56
2.2	Convertisseurs	62
2.2.1	Efficacité de conversion	62
2.2.2	Le polyéthylène, convertisseur de neutrons rapides	62
2.2.3	Convertisseurs de neutrons thermiques	65
2.2.4	Dosimètre multi-plage	67
2.3	Sources utilisées	68
2.3.1	Sources de photons	68
2.3.2	Source alpha	68
2.3.3	Source d'électrons	68

2.3.4	Sources de neutrons	69
2.4	Code d'analyse	79
2.4.1	Analyse du bruit	79
2.4.2	Algorithme de reconstruction des clusters	83

Ce chapitre est consacré à la description détaillée du capteur utilisé ainsi que de la technologie CMOS. Il présente également les sources de rayonnements qui ont été utilisées pour ce travail, et se termine par un résumé des principes du code d'analyse qui a été mis en place pour le traitement des données.

2.1 Les capteurs CMOS

2.1.1 Physique des semi-conducteurs

Le comportement des semi-conducteurs est décrit par la théorie des bandes. Leur conductivité est située entre celle des conducteurs et des isolants avec un gap d'énergie 1 eV. Le semi-conducteur le plus utilisé est le silicium, dont le principal avantage est que l'énergie pour produire une paire e^-/e^+ est de 3.6 eV (par ionisation de particules chargées), soit beaucoup plus faible que celle à fournir pour l'ionisation d'un gaz (20 eV). Ceci permet de construire des capteurs avec une très bonne résolution en énergie.

2.1.1.1 Dopage

Un semi-conducteur est dit intrinsèque si la concentration d'impuretés dans le matériau est négligeable. Dans ce cas, le nombre de porteurs de charge positive (les trous) est égal au nombre de porteurs de charge négative (les électrons). Il est possible de jouer sur cette concentration en intégrant au semi-conducteur des atomes différents. La majorité des semi-conducteurs utilisés en détection sont dopés afin de changer leur conductivité. Les éléments dopants peuvent être soit du troisième groupe du tableau périodique (comme le bore), soit du cinquième groupe (comme le phosphore). Selon le cas, ils apporteront respectivement un électron de valence (**accepteurs**) en moins ou un électron en plus (**donneurs**).

Dans le cas des donneurs, un niveau d'énergie est introduit dans la bande interdite très proche de la bande de conduction. Cela entraîne une baisse de concentration des trous et les électrons deviennent alors les porteurs majoritaires. Le dopage ainsi généré est dit de type N.

Les atomes accepteurs, de leur côté, piègent les électrons de valence, générant ainsi des trous libres. Les trous deviennent alors les porteurs majoritaires, le semi-conducteur est dopé P.

2.1.1.2 Jonction PN

Une jonction PN est créée par la mise en contact d'un semi-conducteur dopé N et d'un semi-conducteur dopé P. A l'interface des deux zones, les porteurs de charge majoritaires diffusent d'une zone vers l'autre : les électrons de la zone N diffusent vers la zone P et vice versa. Ces zones initialement neutres vont alors devenir chargées. Une charge d'espace s'installe, donnant naissance à un champ électrique qui va induire un courant de conduction des porteurs minoritaires. Il se crée une zone de transition désertée, appelée zone de désertion, où règne un champ électrique important.

L'épaisseur totale de la zone de désertion qui s'étend dans les deux domaines (N et P) est donnée par :

$$\begin{aligned} X &= x_n + x_p \\ &= \sqrt{\frac{2\varepsilon V_D}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)} \end{aligned}$$

avec V_D le potentiel de diffusion, différence de potentiel naturelle entre les deux zones, ε la permittivité diélectrique du semi-conducteur et N_A et N_D respectivement les concentrations de dopants accepteurs et donneurs.

Si une tension extérieure V_{ext} est appliquée, le potentiel de la zone de transition devient $V_B = V_D - V_{ext}$ (V_D correspond au potentiel de diffusion). Deux polarisations de la jonction sont possibles dans ces conditions :

- $V_B < V_D$: l'épaisseur de la zone de désertion diminue, les porteurs majoritaires peuvent migrer. La jonction est alors polarisée en sens direct.
- $V_B > V_D$: l'épaisseur de la zone de désertion augmente, seuls les porteurs minoritaires peuvent se déplacer d'une zone à l'autre. La jonction est polarisée en inverse.

2.1.2 Transistor MOS

Les transistors MOS (pour *Metal Oxide Semiconductor*) sont actuellement les dispositifs électroniques les plus répandus comme composants semi-conducteurs. Ils sont à la base de la technologie CMOS, qui sera discutée dans le paragraphe suivant. Ces transistors sont connus sous différents noms : MOS, MOSFET (*MOS Field Effect Transistor*), IGFET (*Insulated Gate Field Effect Transistor*) ou encore MOST (*MOS Transistor*).

Un transistor MOS est composé d'une couche de semi-conducteur dopé N ou P appelé le substrat (ou *bulk*), d'une très fine couche isolante de dioxyde de silicium SiO_2 notée GOX (*Gate OXide*) et enfin d'une électrode en métal ou en polysilicium : la grille (ou *gate*).

Contrairement aux transistors bipolaires, le transistor MOS utilise un seul type de porteur de charge : c'est donc un composant unipolaire. Les transistors dont la conduction est assurée par les électrons sont appelés **N-MOS** et ceux dont la

conduction se fait par les trous sont les **P-MOS**. Il est à noter que, la mobilité des trous étant inférieure à celle des électrons, les transistors N-MOS sont plus rapides.

Quatre terminaux constituent un transistor MOS : la source S, émettrice de porteurs de charge, le drain D qui collecte les porteurs, la grille G et le substrat B dont les rôles sont principalement de servir de support dopé au drain et à la source et de référence de potentiel (masse). Le drain et la source sont placés de part et d'autre de la grille, avec un dopage opposé au substrat (N avec un substrat de type P pour un N-MOS, P avec un substrat de type N pour un P-MOS).

2.1.2.1 Principe de fonctionnement

Les transistors MOS fonctionnent par effet de champ : la densité de charges mobiles dans le semi-conducteur est modulée de façon électrostatique. En pratique, la modulation est provoquée par l'application d'un champ électrique perpendiculaire au mouvement des charges. La tension appliquée à la grille V_{GS} commande ainsi la quantité de porteurs de charge et celle appliquée au drain V_{DS} les met en mouvement. Pour créer un canal de conduction entre la source et le drain, il faut polariser le transistor dans certaines conditions. Lorsque la tension appliquée dépasse un certain seuil V_T , les électrons (pour le cas d'un N-MOS) présents dans le substrat comme porteurs minoritaires sont attirés par le potentiel électrique de la GOX. Ils s'accumulent alors sous la couche isolante, formant ainsi une zone d'inversion (le dopage du semi-conducteur passe dans cette zone de P à N). Une fois ce canal créé, les électrons peuvent circuler de la source vers le drain. Le principe est le même pour un transistor P-MOS. Le symbole électronique du transistor N-MOS est donné dans la figure 2.1.

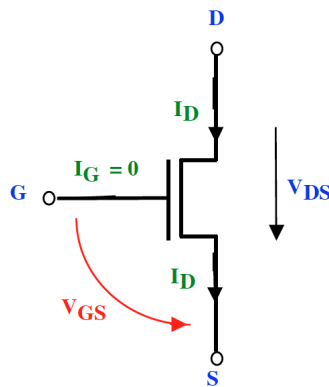


FIGURE 2.1 – Symbole électronique d'un transistor N-MOS.

2.1.2.2 Modes de fonctionnement

Il existe trois modes de fonctionnement pour les transistors MOS : le mode bloqué, le mode linéaire et le mode saturé. Ils sont illustrés sur la figure 2.2 et définis comme suit (pour un transistor N-MOS) :

1. Mode bloqué : $V_{GS} < V_T$, V_{DS} quelconque. Dans ce cas, aucun courant ne circule, il n'y a pas de canal de conduction.
2. Mode linéaire : $V_{GS} > V_T$ et $0 < V_{DS} < V_{Dsat} = V_{GS} - V_T$ (avec V_{Dsat} tension de saturation du drain. Un canal de conduction non-uniforme se crée entre la source et le drain, le courant circule.
3. Mode saturé : $V_{GS} > V_T$, $V_{DS} > V_{Dsat} = V_{GS} - V_T$. Un canal de conduction se forme avec un pincement côté drain. Le courant ne dépend alors plus de la tension du drain.

Les caractéristiques courant-tension d'un transistor N-MOS sont représentées sur les figures 2.3 et 2.4.

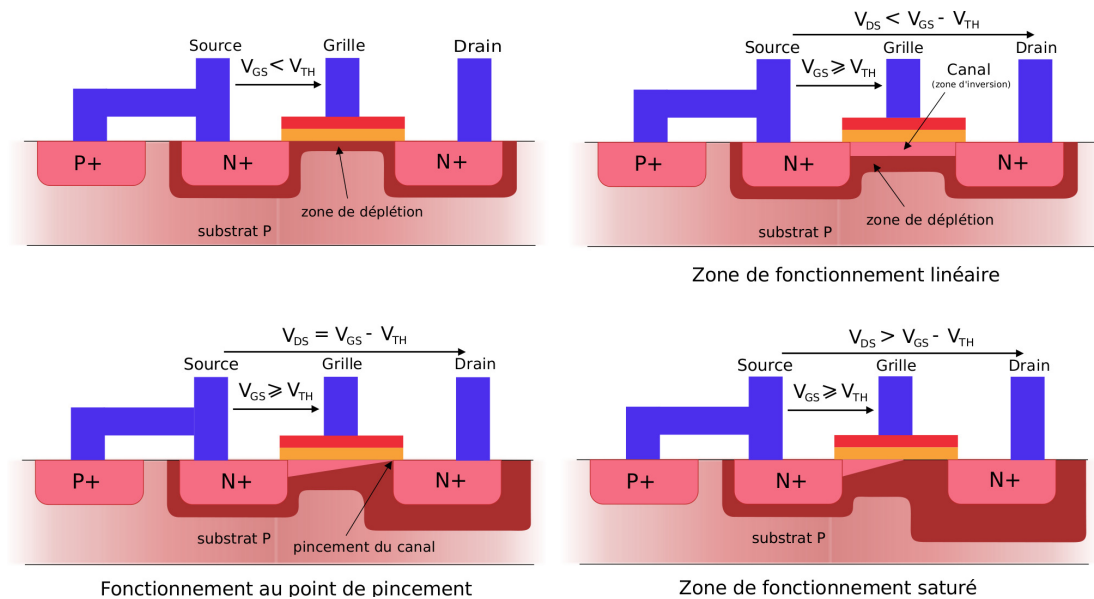


FIGURE 2.2 – Modes de fonctionnement d'un transistor N-MOS.

Dans le cas d'un transistor P-MOS, les modes sont définis de la même façon comme :

1. Mode bloqué : $V_{GS} > V_T$, V_{DS} quelconque.
2. Mode linéaire : $V_{GS} < V_T$ et $V_{DS} > V_{Dsat}$.
3. Mode saturé : $V_{GS} < V_T$, $V_{DS} < V_{Dsat}$

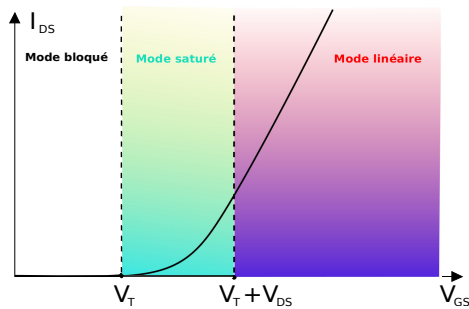


FIGURE 2.3 – Caractéristiques de transfert d'un N-MOS : courant de diffusion en fonction de la tension de la grille.

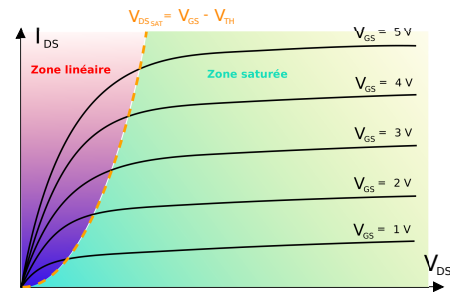


FIGURE 2.4 – Caractéristiques de sortie d'un N-MOS : courant de diffusion en fonction de la tension du drain.

2.1.3 Capteurs CMOS

La technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) était à l'origine utilisée pour fabriquer les circuits intégrés pour les ordinateurs ou les téléphones portables. Les capteurs CMOS, créés au départ pour être des capteurs de lumière, diffèrent des CCD et des pixels hybrides par le fait que le volume sensible et les micro-circuits de conditionnement du signal sont implantés dans le même substrat.

Les CMOS font coexister deux types de transistors (N-MOS et P-MOS) dans un même circuit électronique monolithique. Du fait du fonctionnement inversé de ces transistors, l'un est passant et l'autre bloquant (d'où le nom "complémentaires"). Les CMOS sont construits de sorte que tous les P-MOS ont soit une sortie sur le voltage source, soit vers un autre P-MOS. De même, tous les N-MOS sont soit reliés à la masse, soit à un autre N-MOS.

Il existe plusieurs types de technologies CMOS, parmi les plus connues nous pouvons citer :

1. La technologie CMOS à caisson N : le substrat en silicium de type P contient un caisson en silicium de type N. Les transistors P-MOS sont situés dans le caisson alors que les N-MOS se trouvent dans le substrat.
2. La technologie CMOS à caisson P : idem que précédemment, mais en inversé.
3. La technologie CMOS à double caisson : le substrat en silicium de type quelconque contient des caissons de type N et de type P. Les circuits électroniques réalisés dans cette technologie sont plus rapides que les autres.

L'exemple le plus simple de technologie CMOS est l'inverseur CMOS (fonction logique NON). Le schéma d'un tel inverseur est donné sur la figure 2.5. Le P-MOS est le transistor supérieur de la figure, et le N-MOS le transistor inférieur. Si un niveau haut est appliqué à l'entrée (V_{dd}), le transistor N est passant et le

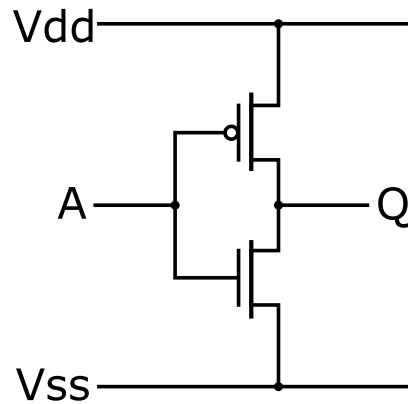


FIGURE 2.5 – Schéma d'un inverseur CMOS.

P est bloqué. La sortie est alors directement reliée à la masse (V_{ss}). A l'inverse, si l'entrée est en état bas (V_{ss}), le P-MOS est passant et le N-MOS bloqué. La sortie est donc directement reliée à l'alimentation. Ceci est bien typique d'un montage inverseur.

En fonctionnement normal, il n'y a pas de chemin entre V_{dd} (alimentation positive) et V_{ss} (la masse). En conséquence, la consommation est nulle en régime établi.

Cependant, lors de transitions entre états (passage du niveau haut au niveau bas et inversement), les deux transistors sont simultanément conducteurs pendant un court laps de temps, ce qui entraîne une consommation d'énergie. Ainsi, plus la fréquence de l'horloge d'un CMOS est élevée, plus le circuit consomme. De la même façon, à une fréquence donnée, plus un circuit CMOS comporte de transistors, plus il consomme d'énergie.

Pourtant, la consommation d'énergie du CMOS est bien plus faible par rapport à celle d'un transistor MOS classique. En effet, l'utilisation d'un transistor conventionnel bipolaire en interrupteur va laisser passer un courant inutile qui entraîne une dissipation d'énergie qui chauffe les circuits.

2.1.3.1 Fabrication des circuits

Le processus de fabrication des CMOS commence avec l'obtention du substrat de base, sous forme d'une galette de silicium ou *wafer* de 30 cm de diamètre (en 2010) et d'épaisseur 700 μm . La technologie utilisée pour implanter les composants électroniques sur le wafer est la VLSI (*Very Large Scale Integration*), qui consiste à créer couche après couche les structures élémentaires du circuit.

Les différentes étapes de conception d'un circuit CMOS sont décrites comme suit :

1. **Dépôt de l'oxyde sur le substrat selon le motif désiré pour créer**

la **GOX**. Pour ce faire, le substrat est oxydé en SiO_2 sur une couche de $1\mu\text{m}$, puis une résine est placée sur le dioxyde de silicium. Un masque du motif voulu est à son tour placé sur la résine, qui est alors exposée au ultra-violet. La région de la résine qui est exposée devient alors soluble et est ainsi supprimée. Le SiO_2 mis à nu est à son tour enlevé à l'aide d'un acide ou d'un plasma. Enfin, la résine est éliminée par un acide.

2. **Création des caissons dopés.** Les zones d'intérêt du substrat sont dopées par diffusion (chauffage du wafer jusqu'à diffusion dans une chambre contenant du gaz, par exemple de l'Arsenic dans le cas d'un dopage N) ou par implantation ionique (arsenic ou phosphore pour un dopage N).
3. **Dépôt du polysilicium.** Une fine couche d'oxyde est déposée sur le circuit, suivie d'une couche de polysilicium déposée par CVD (Chemical Vapor deposition). La couche d'oxyde est ensuite supprimée à l'aide d'un acide et les aires ouvertes par implantation ou diffusion sont dopées.
4. **Création des contacts métalliques.** Les couches métalliques d'un tel capteur vues au microscope sont montrées sur la figure 2.6.

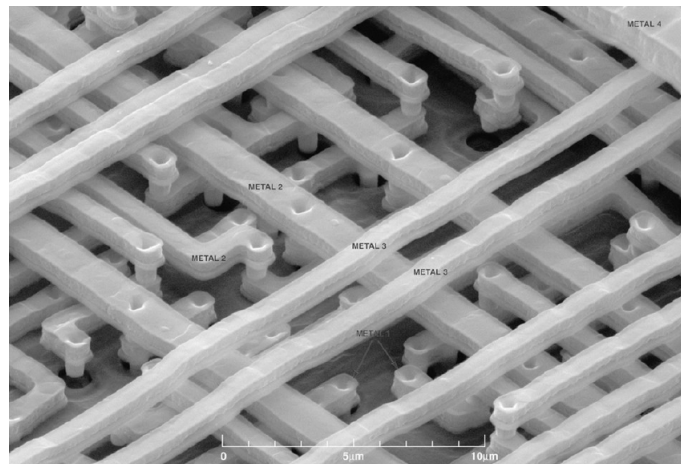


FIGURE 2.6 – Vue au microscope électronique des couches de métal d'un capteur CMOS.

Toutes ces étapes de fabrication sont représentées sur la figure 2.7.

2.1. LES CAPTEURS CMOS

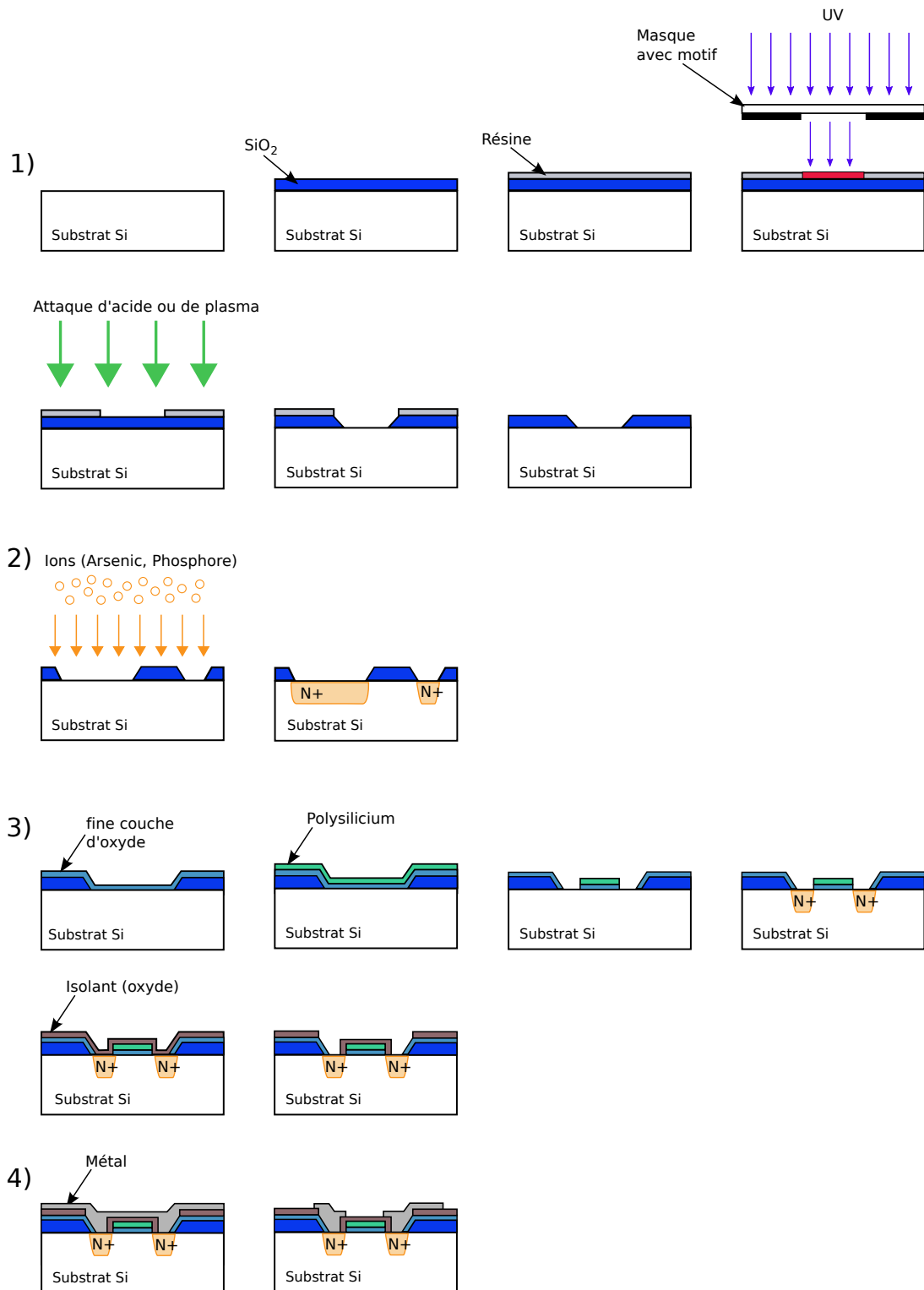


FIGURE 2.7 – Schémas (à partir de [WH05]) de la conception d'un capteur CMOS (caisson N) avec : 1) Création de la GOX, 2) Création des zones dopées, 3) Dépôt du polysilicium, 4) Création des contacts métalliques.

2.1.3.2 Capteurs à pixels actifs

Les capteurs à pixels actifs (APS, pour *Active Pixel Sensor*, ou encore MAPS pour *Monolithic Active Pixel Sensor*) sont à la base des capteurs d'images constitués d'un circuit intégré (en technologie CMOS) pixelisé. Ces pixels sont actifs car ils contiennent chacun un système d'amplification. Ils sont actuellement utilisés massivement dans les appareils photos.

Cette technologie a été proposée en physique des particules pour la trajectographie des particules au minimum d'ionisation (MIP) dès 2001 [TBC⁺01] (à titre d'exemple, elle devrait être utilisée dans l'expérience STAR après 2011). Un des gros avantages de cette technologie par rapport à celle traditionnellement utilisée (micro-pistes) est que l'électronique de lecture est directement incluse dans le détecteur. C'est également son point fort par rapport à d'autres technologies comme les CCD (qui impliquent une circuiterie externe) et les *bump-bond* (compliqués à fabriquer). Nous pouvons également citer d'autres avantages de ces capteurs pour la physique des particules :

- forte granularité (et donc bonne résolution spatiale),
- faible budget de matière (l'épaisseur peut être réduite à volonté),
- très bonne résistance aux radiations,
- vitesse de lecture rapide,
- faible consommation de courant.

2.1.3.3 Principe de détection d'un capteur CMOS à pixels actifs

Les MAPS diffèrent des autres capteurs dans le sens où la collection de charge s'effectue dans une couche très fine légèrement dopée : la couche épitaxiale (couche sensible de détection). Elle est une caractéristique déterminante d'un capteur. Son épaisseur peut notamment influencer sur l'intensité du signal et sur la sensibilité aux photons. En effet, plus la couche sera fine, plus les photons auront une probabilité faible d'interagir, et la sensibilité sera donc plus basse. Les MAPS sont conçus de telle sorte qu'un caisson N est implanté au centre de chaque pixel, dans la partie haute de la couche épitaxiale. Ce caisson est lui-même contenu dans un autre caisson dopé P. Cet ensemble forme ainsi un transistor N-MOS. La couche épitaxiale, dopée P légèrement, forme une jonction PN avec le caisson N : celle-ci permet de collecter les électrons créés par le passage d'une particule chargée. En conséquence, elle fait fonction de diode de collection. Comme dans toutes les applications du capteur, elle doit être polarisée en inverse. L'ensemble repose sur une dernière couche dopée P fortement, le substrat, qui sert principalement de support mécanique au capteur.

Par le jeu des différences de dopage des couches entourant la zone sensible (substrat et caisson P), les électrons (produits par l'ionisation des particules chargées incidentes) vont se retrouver piégés dans la couche épitaxiale. Le faible dopage de cette dernière va permettre de maximiser le temps de vie des électrons (de 100 ns à 1 μ s). Le phénomène est illustré schématiquement par la figure

2.8.

La résistivité de la couche épitaxiale est faible (de 1 à 10 Ω .cm seulement). Ceci

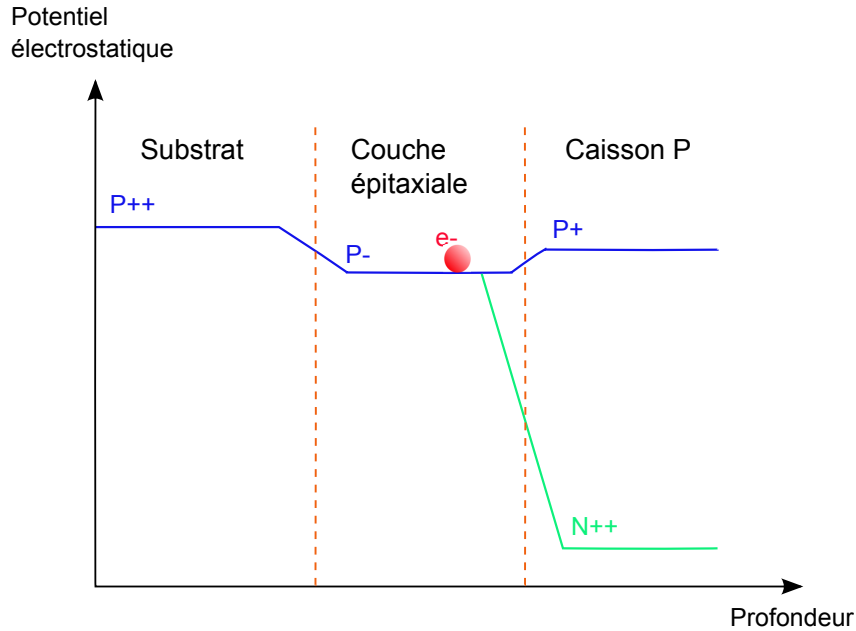


FIGURE 2.8 – Schéma des potentiels électrostatiques entre les différentes couches d'un capteur CMOS.

entraîne que la zone de désertion aux alentours de la jonction PN est très fine. Si aucun champ électrique extérieur n'est appliqué (ce qui est le cas dans notre application), les électrons vont diffuser partout dans la couche épitaxiée jusqu'à ce qu'ils passent à proximité de la zone de désertion où ils seront collectés. Certains d'entre eux disparaîtront par recombinaison ou piégeage. Ce système basé sur la diffusion purement thermique des porteurs de charge entraîne une efficacité de collection entre 30 et 70% (en charge) selon la trace [DDCW05]. Cette efficacité peut être augmentée par l'application d'un champ électrique. Pour une application dosimétrique de tels capteurs, la portabilité du système est une nécessité : par conséquent, aucun champ électrique n'a été appliqué à notre système.

La distance entre les caissons N définit la taille des pixels du capteur. Les électrons peuvent être collectés par plusieurs pixels, formant ainsi un amas (*cluster*). Dans ce cas, la charge est répartie entre le pixel siège (qui récolte environ 30% de la charge totale [Hus01]) et les pixels adjacents. Cette propriété est exploitée pour atteindre des résolutions spatiales de l'ordre du μm dans les applications de trajectographie.

2.1.3.4 Électronique de lecture

Elle est intégrée directement dans chaque pixel, et composée de trois transistors N-MOS, illustrés sur la figure 2.9. Le transistor M1 gère la remise à zéro (*reset*) de la diode et le transistor M3 permet de sélectionner la ligne de lecture. Le transistor M2 joue lui le rôle de suiveur en tension (ou de *buffer*). Il permet de faire une copie de la tension d'entrée. La source de courant de ce transistor, dans laquelle se trouve l'amplification proprement dite (partie active du pixel), est en dehors du pixel. Cette configuration permet une intégration continue entre deux remises à zéro successives. La remise à zéro est nécessaire à cause

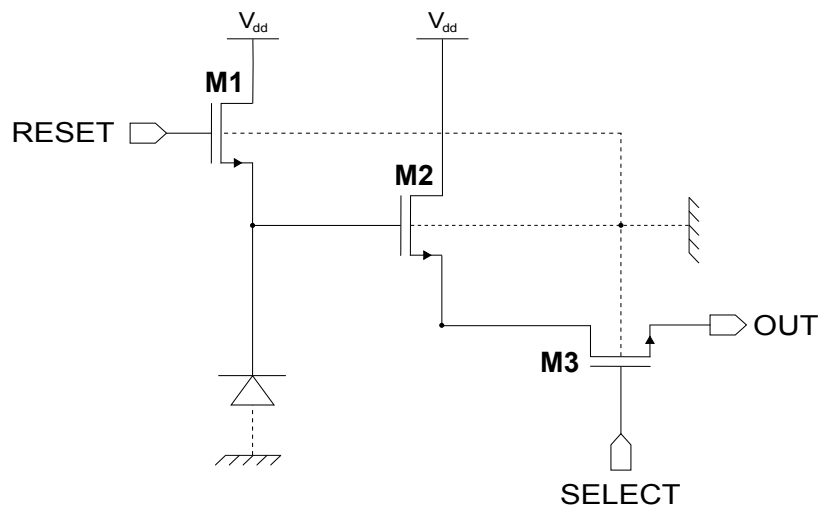


FIGURE 2.9 – Cellule de base de lecture d'un CMOS à pixel actif [Dep02].

du courant de fuite de la diode qui entraîne une décroissance progressive de la tension de polarisation inverse. Cette tension chute également brutalement lors du passage d'une particule chargée. La remise à zéro permet la restauration de cette tension, évitant ainsi la saturation du pixel. La lecture des pixels se fait périodiquement par un signal d'horloge appliqué à la grille du transistor M3, qui agit donc en simple interrupteur (adressage glissant).

2.1.4 Le capteur utilisé : MIMOSA-5

Le MIMOSA (*Minimum Ionizing CMOS APS*) 5 est composé de quatre matrices indépendantes de 512×512 pixels chacune, les pixels ayant une surface de $17 \times 17 \mu\text{m}^2$ (le *pitch* est donc de $17 \mu\text{m}$). La surface d'une matrice est donc de 0.75 cm^2 . Dans notre cas, nous n'avons utilisé qu'une seule matrice du capteur, la matrice P2Top illustrée sur la figure 2.10. Un schéma simplifié du capteur est présenté sur la figure 2.12, et des photos sont montrées sur les figures 2.13 et

2.14.

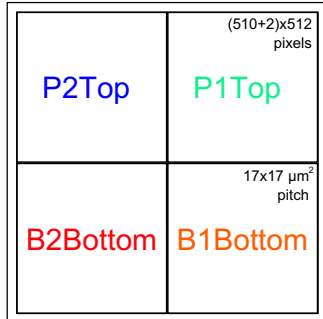


FIGURE 2.10 – Schéma des matrices de MIMOSA-5.

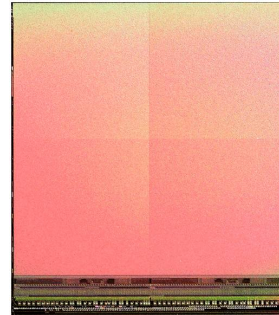


FIGURE 2.11 – Photo des matrices de MIMOSA-5.

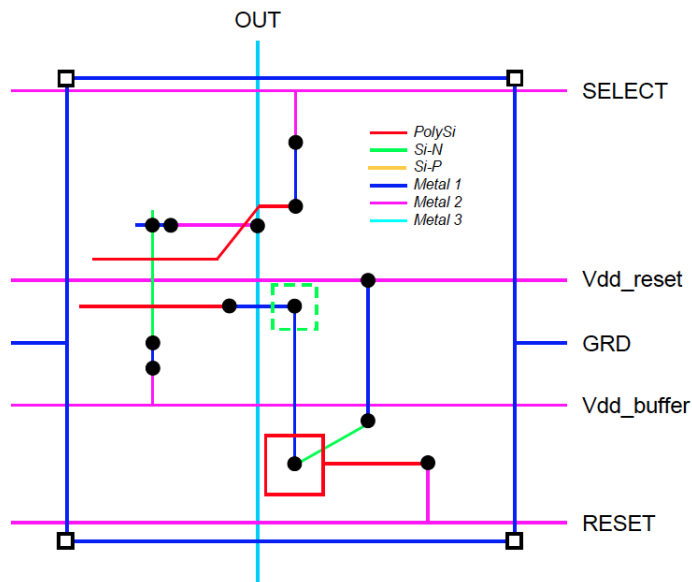


FIGURE 2.12 – Schéma simplifié (*stick-diagram*) d'un MIMOSA-5 [Tro10].

Le circuit a été fondu par un fondeur autrichien, AMS (*Austrian Mikro System*), en technologie $0.6 \mu\text{m}$ (largeur de la grille). Pour un capteur standard, les épaisseurs des couches sont les suivantes : $e_{readout} = 5.7 \pm 0.8 \mu\text{m}$, $e_{epi} = 14 \pm 2 \mu\text{m}$, $e_{substrat} \simeq 300 \mu\text{m}$.

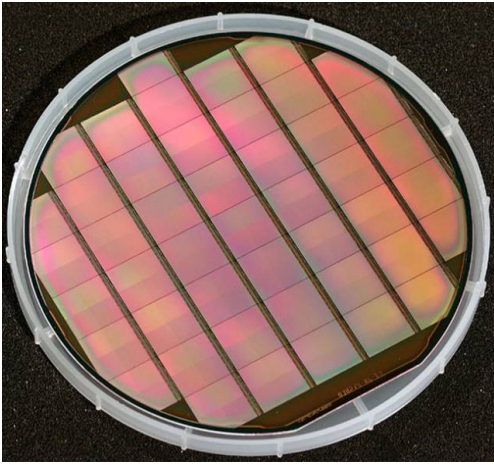


FIGURE 2.13 – Capteurs MIMOSA-5 dans leur wafer.

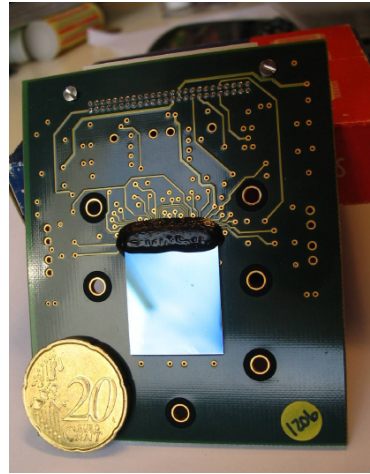


FIGURE 2.14 – Photo d'un capteur MIMOSA-5.

2.1.4.1 Amincissement

Le capteur que nous avons utilisé a été aminci, c'est-à-dire que le substrat et une petite partie de la couche épitaxiale ont été retirés. Le procédé d'amincissement est applicable sur tout le *wafer*. Comme le substrat joue le rôle de support mécanique, il peut être supprimé sans problème. L'intérêt de ce procédé est, dans notre cas, de pouvoir détecter des particules de plus faible énergie comme des protons d'énergie inférieure à 550 keV (à un angle de diffusion de 0°) ou des particules α d'énergie inférieure à 1.7 MeV. L'amincissement des capteurs est d'abord utilisé en physique des particules, car il permet de réduire le budget de matière (moins il y a de matière, moins la particule incidente est déviée de sa trajectoire initiale).

Le processus d'amincissement se déroule en plusieurs étapes :

1. Renforcement de la fenêtre d'entrée originale par l'ajout d'un nouveau support.
2. Suppression du substrat et d'une partie de la couche épitaxiale par *wet grinding* (abrasion mécanique par voie humide).
3. Dépôt d'une fine couche de silicium dopée P++ (~ 100 nm) pour restaurer la barrière électrostatique existant initialement entre la couche épitaxiée et le substrat.
4. Passivation avec du SiO_2 (d'épaisseur $\simeq 10$ nm) sur la nouvelle fenêtre d'entrée.

Après l'amincissement, l'épaisseur de la couche épitaxiale n'est plus que de 10 ± 2 μm . Le nouveau chip obtenu est irradié par l'avant (par la couche de passivation) : il est dit *back-illuminated*.

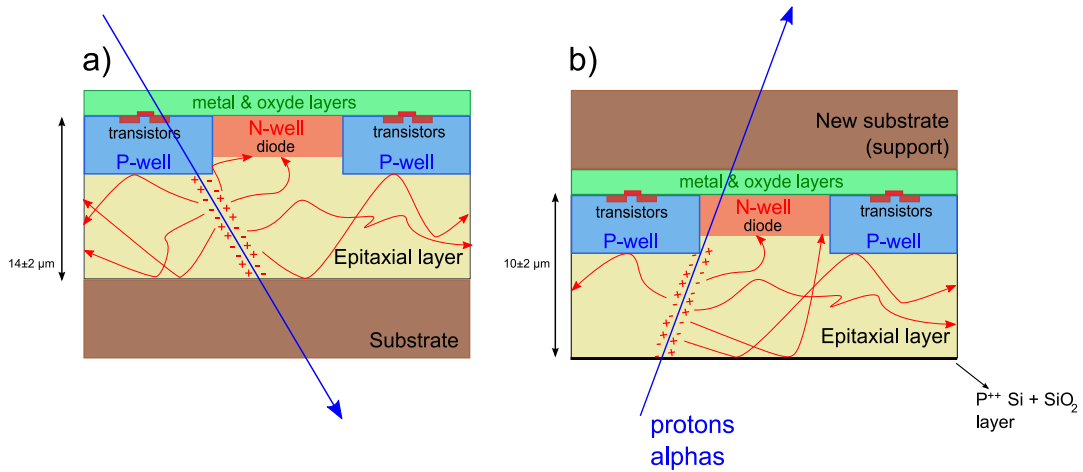


FIGURE 2.15 – Comparaison des principes de détection d’un capteur standard (a) et du capteur CMOS aminci (b) tel qu’utilisé dans notre application (à partir de [DDCW05]).

2.1.4.2 Lecture de MIMOSA-5

Le résultat de la lecture entière d’une matrice est appelée une trame. Elle utilise trois registres à décalage de 512 bits : un pour les lignes, un pour les colonnes et un pour la remise à zéro. Tous les bits des registres sont nuls sauf le bit appelé jeton ou *token*. A chaque coup d’horloge, le jeton est décalé d’une case de sorte à balayer l’ensemble du registre.

Un cycle de lecture se déroule en deux étapes :

1. La restauration de la tension de polarisation inverse des diodes par la remise à zéro, effectuée ligne par ligne.
2. La lecture séquentielle des pixels (par ligne) : le jeton du registre des lignes est sur la première ligne pendant que le jeton du registre des colonnes se déplace, et ainsi de suite.

Le cycle de lecture est schématisé sur la figure 2.16. Il est important de noter que pour remonter à la charge collectée, il faut soustraire le courant de fuite (dépendant du temps, et donc de l’emplacement du pixel dans la matrice). Il faut donc utiliser une méthode de remise à zéro adaptée. Il en existe plusieurs, parmi lesquelles nous pouvons citer :

1. Remise à zéro après deux trames, puis application du CDS (*Correlated Double Sampling*), qui consiste à soustraire les deux images consécutives l’une à l’autre [TBC⁺01]. Cette méthode permet d’éliminer le courant de fuite, d’annuler le bruit de la remise à niveau, et d’uniformiser le temps de lecture pour chaque pixel. Cette méthode induit cependant un temps mort de 50%, égal au temps d’intégration. C’est cette méthode qui a été

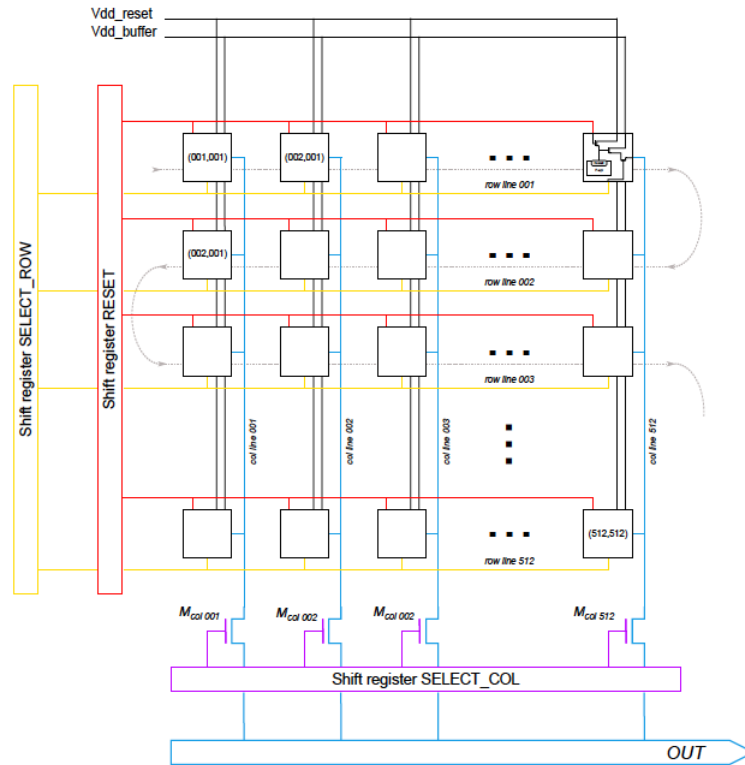


FIGURE 2.16 – Schéma de lecture d'un MIMOSA-5 [Tro10].

utilisée pour ce travail. Dans notre cas, le CDS est effectué dans le code d'analyse (*offline*).

2. Remise à zéro glissante : dans ce cas, la remise à zéro de chaque ligne s'effectue indépendamment après la lecture de la deuxième trame. Cette méthode permet d'avoir un temps mort quasiment nul avec un temps d'intégration doublé. Elle requiert, pour être mise en oeuvre, des changements dans la conception même du circuit, raison pour laquelle elle n'a pas été utilisée ici.

2.1.4.3 Système d'acquisition

Le capteur est fixé par *bonding* à un PCB (Printed Circuit Board), qui constitue un circuit intégré de support contenant de l'électronique de dialogue. Le système d'acquisition se compose de trois parties :

1. Un PC avec une carte d'acquisition numérique (National Instruments PCI-6534).
2. Une carte mère qui fait l'interface entre le PC et le capteur. Elle inclut un ADC (*Analog-to-Digital Converter*) 4 voies (1 voie par matrice) 10

bits et d'un FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) Xilinx Spartan-II XC2S100 qui distribue les différents signaux.

3. Une carte auxiliaire pour transporter les signaux sur de grandes distances et pour effectuer des réglages fins (polarisation).

Le capteur est lu à une fréquence typique de 5 MHz. Il faut donc 50 ms pour lire une trame. Sachant qu'une trame remplit 512 ko, ceci conduit à un flux de données de 10 Mo/s (soit 1 CD/min). Ce dernier point constitue une difficulté non-négligeable pour notre application, certaines expériences nécessitant un temps d'exposition important (plus d'1h) pour obtenir une statistique satisfaisante pour une analyse.

Le capteur MIMOSA-5 date de 2001. Depuis, de nombreuses améliorations de lecture ont été ou sont prévues pour les autres capteurs MIMOSA. Nous pouvons notamment citer l'intégration du CDS *online*, la technique de *zero suppress* qui permet de ne conserver que les coordonnées des pixels touchés (et donc avoir un flux de données moins important) ou encore la possibilité d'avoir une couche épitaxiale de haute résistivité et ainsi d'augmenter l'efficacité de collection. Ce point est illustré sur les figures 2.17 et 2.18 obtenues par simulations ISE-TCAD¹, qui montrent la zone de déplétion (obtenue par simulation) de deux capteurs MIMOSA de générations différentes : MIMOSA-5 et MIMOSA-26.

Il est également possible aujourd'hui d'appliquer un champ électrique faible (de

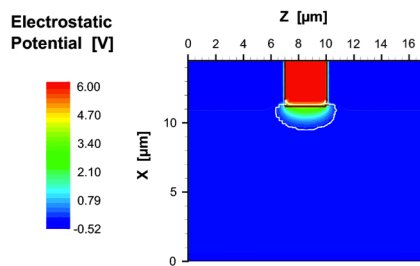


FIGURE 2.17 – Simulation ISE-TCAD de la zone de déplétion de la couche épitaxiale d'un MIMOSA-5 [Tro10].

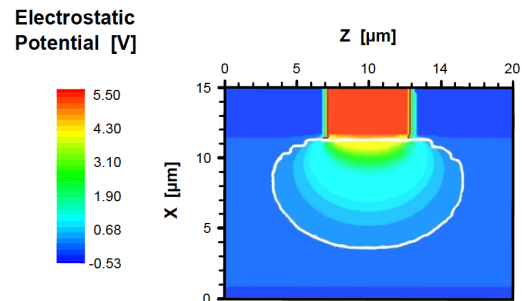


FIGURE 2.18 – Simulation ISE-TCAD de la zone de déplétion de la couche épitaxiale (résistivité 1kΩ.cm) d'un MIMOSA-26 [Dor10].

l'ordre de 5 V) pour désalter complètement la couche épitaxiale avec un dopage faible. Ceci permet d'obtenir des vitesses de collections très élevées (de l'ordre de la nanoseconde) couplées à une efficacité de collection très importante.

¹. Integrated System Engineering - Technologie CAD : logiciel de simulation pour la fabrication de semi-conducteurs.

2.2 Convertisseurs

Les capteurs CMOS ne détectant que les particules chargées, il faut ajouter devant le détecteur un matériau servant de convertisseur pour la détection des neutrons. Afin de couvrir la large gamme énergétique des neutrons, la nature et l'épaisseur du matériau peuvent varier. Dans notre application, nous avons principalement utilisé du polyéthylène pour la détection des neutrons rapides et du bore pour les neutrons thermiques. La description de ces convertisseurs est présentée ici.

2.2.1 Efficacité de conversion

L'efficacité de conversion d'un convertisseur est donnée par

$$\varepsilon_{\text{conv}} = N_{\text{out}}^{\text{p}} / N_{\text{in}}^{\text{n}}$$

où $N_{\text{out}}^{\text{p}}$ correspond au nombre de particules secondaires sortant du matériau (dépendant des sections efficaces et des épaisseurs) et N_{in}^{n} le nombre de neutrons entrants. Il est important de ne pas confondre cette efficacité avec l'efficacité de détection de notre capteur (qui dépend notamment de l'électronique), qui elle correspondra à :

$$\varepsilon_{\text{det}} = N_{\text{det}}^{\text{p}} / N_{\text{in}}^{\text{n}}$$

avec $N_{\text{det}}^{\text{p}}$ nombre de particules chargées détectées.

2.2.2 Le polyéthylène, convertisseur de neutrons rapides

Le polyéthylène est l'un des polymères les plus simples et les moins chers. De formule brute $(\text{CH}_2)_n$, il a été utilisé pour la détection des neutrons rapides afin de profiter de la section efficace élevée de diffusion élastique des neutrons rapides avec l'hydrogène. Le convertisseur utilisé a été noirci au noir de carbone (ce qui permet de ne pas ajouter de nouvelle couche de matière). Il importe en effet de rendre le système opaque pour limiter le bruit dû aux photons de la lumière visible. Il se présente sous la forme d'un capuchon pouvant se "clipser" directement sur le support du capteur.

2.2.2.1 Réactions des neutrons avec le polyéthylène

La diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hydrogène du polyéthylène produit des protons de recul détectables par le CMOS. Cependant, il faut avoir conscience que d'autres réactions (parasites) peuvent avoir lieu dans le convertisseur et produire d'autres particules chargées détectables (et indésirables), ou encore des photons par capture radiative. Les sections efficaces de quelques réactions sont montrées sur la figure 2.19 et sont à comparer avec celles de la diffusion élastique (en rouge sur la figure). Pour ce qui est des captures, nous verrons dans le chapitre 4 qui traitera plus spécifiquement de la sensibilité du

capteur aux photons qu'elles ne sont pas si problématiques. Les réactions non-radiatives avec le carbone ont quant à elles toutes des sections efficaces bien moins importantes que celle de diffusion élastique jusqu'à 10 MeV. La pollution induite par ces réactions ne sera donc à prendre en compte que pour des neutrons rapides. Il existe bien évidemment beaucoup d'autres réactions pa-

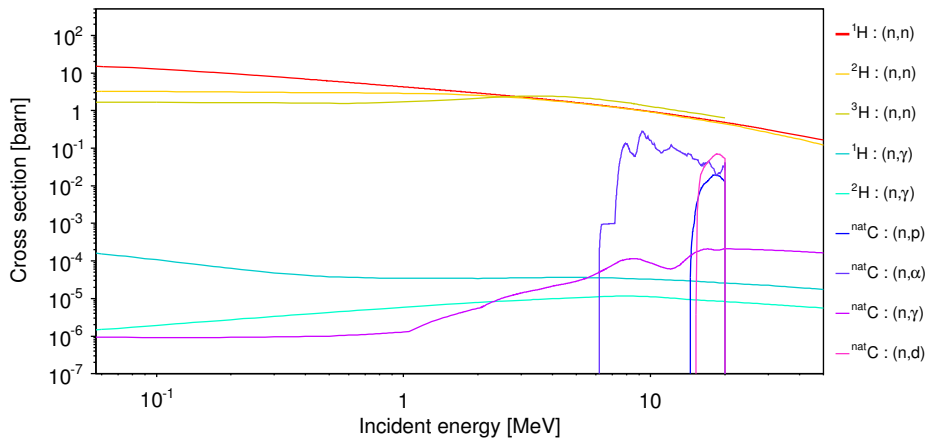


FIGURE 2.19 – Sections efficaces des réactions pouvant générer des particules chargées détectables ou des photons dans le polyéthylène, tirées de la base de données JEFF 3.1 (JANIS) [NNS⁺].

rasites possibles, notamment avec l'environnement (PCB du capteur, matériel d'acquisition, ...).

2.2.2.2 Notion d'équilibre protonique

Pour une énergie donnée de neutrons rapides, il existe une épaisseur optimale de polyéthylène pour laquelle le nombre de protons de recul créés est compensé par le nombre de protons absorbés : le nombre de protons de recul $N_{\text{out}}^{\text{P}}$ sortant du convertisseur devient alors constant et atteint l'équilibre protonique. La figure 2.20 donne les courbes d'équilibres protoniques pour différents faisceaux monoénergétiques de neutrons, obtenues par simulation Monte Carlo avec le code MCNPX [Pel08]. Plus l'énergie augmente, plus l'épaisseur optimale augmente également, de par la diminution de la section efficace d'interaction. Il est important lors des mesures de se placer à l'équilibre protonique (et donc de choisir une épaisseur où la réponse est plate), afin d'une part d'avoir l'efficacité de conversion la plus élevée, et d'autre part de limiter l'incertitude. En effet, dans une zone d'épaisseur inférieure jusqu'à l'épaisseur optimale, le

nombre de protons $N_{\text{out}}^{\text{P}}$ sortant du détecteur augmente rapidement, ce qui induit une incertitude élevée sur ce nombre si l'épaisseur du convertisseur n'est pas déterminée précisément.

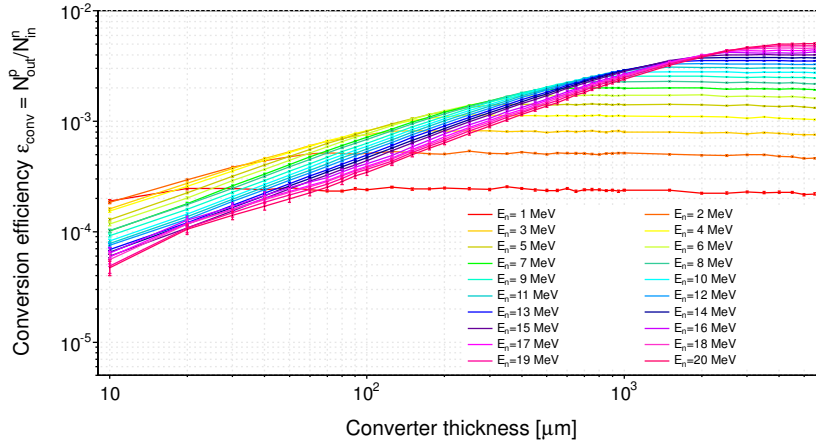


FIGURE 2.20 – Courbe de l'équilibre protonique pour différentes énergies de neutrons obtenue avec un convertisseur en polyéthylène par simulation Monte-Carlo (MCNPX 2.6f).

La figure 2.21 donne l'équilibre protonique pour les deux sources de neutrons qui ont été utilisées dans ce travail, à savoir l' $^{241}\text{AmBe}$ et le ^{252}Cf . L'équilibre protonique est atteint respectivement vers 900 μm pour l'AmBe et vers 600 μm pour le Cf. Pour cet état, les efficacités de conversion sont de $1.21 \cdot 10^{-3}$ pour l'AmBe et $5.72 \cdot 10^{-4}$ pour le Cf. Au vu de ces résultats, nous avons donc choisi une épaisseur de polyéthylène de 1 mm afin de nous placer à l'efficacité de conversion maximale.

D'autres convertisseurs hydrogénés peuvent également être utilisés pour la détection des neutrons. Nous pouvons notamment citer le PADC (pour *Polycarbonate d'allyl-diglycol*, couramment utilisé dans certains détecteurs solides de traces) de formule brute $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$, le polyamide $(\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{N}_2\text{O}_2)_n$, ...mais dans ce cas des sections efficaces additionnelles (sur l'azote et l'oxygène) sont à prendre en compte.

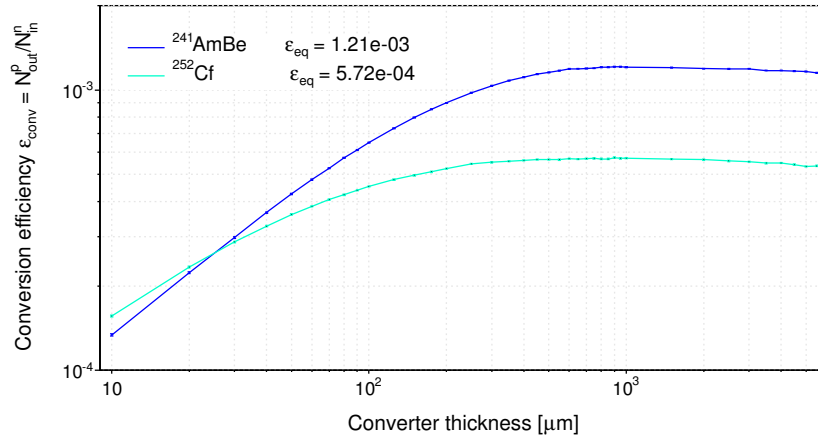


FIGURE 2.21 – Courbe de l'équilibre protonique pour des sources d'AmBe et de Cf obtenue avec un convertisseur en polyéthylène par simulation Monte-Carlo (MCNPX).

2.2.3 Convertisseurs de neutrons thermiques

Afin de profiter de la section efficace élevée de la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ dans les énergies très basses de neutrons (<100 keV), nous avons utilisé ce matériau comme convertisseur de neutrons thermiques. Dans ce cas, il y a possibilité de détecter les α et les noyaux ^7Li émis. Pour ces derniers cependant, vu leur très faible parcours dans la matière et dans l'air, il faut qu'ils aient été créés à proximité de la surface du matériau pour pouvoir être détectés.

2.2.3.1 Matériaux borés

La section efficace des réactions des neutrons avec le bore dépend fortement de l'isotope. Ainsi deux types de convertisseurs ont été utilisés dans ce travail : l'un comprenant du bore naturel $^{\text{nat}}\text{B}$ (comprenant 19.9% de ^{10}B et 80.1% de ^{11}B) et l'autre composé uniquement de ^{10}B pur à 99%. Ces deux convertisseurs ont été fournis par la société DOSIRAD [SB10] et sont appelés BN1 (pour le bore naturel) et BE10 (pour le bore 10). Ils sont composés de trois couches chacun, selon les données constructeur :

1. Couche de support en PET (pour *Polyéthylène Téréphtalate*) de 100 μm d'épaisseur, de formule brute $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$.
2. Couche d'accrochage de 2 μm composée de SARAN F-310 (Polyvinyl Dichloride), MEC (pour *Méthyléthylcétone*, de formule brute $\text{C}_4\text{H}_8\text{O}$) et

MIBC (pour *Méthylisobutylcétone*, de formule brute $C_6H_{12}O$).

- Couche active de 92% de poudre de ^{nat}B ou ^{10}B suivant le type de convertisseur et de 8% de résidu de liant organique (70 % de MEC, 25% d'esters méthyliques et 5% de cyclohexane) d'épaisseur 40 μm .

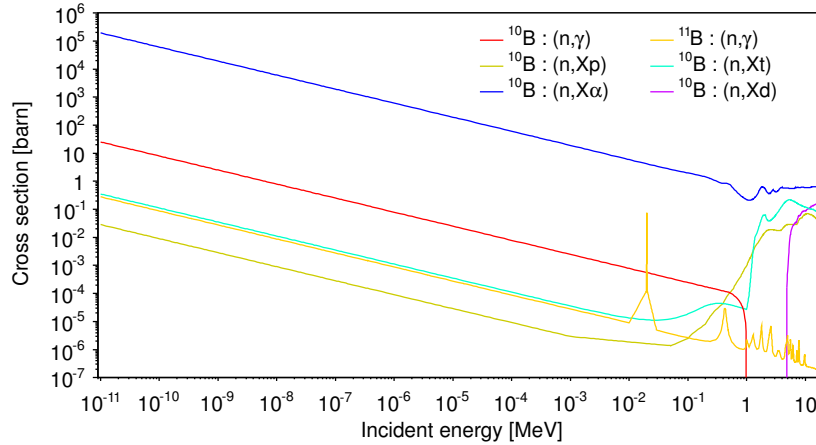


FIGURE 2.22 – Sections efficaces des réactions pouvant générer des particules chargées détectables ou des photons dans le bore.

En pratique, ces convertisseurs laissant passer la lumière, ils ont été placés devant le capteur sur un support opaque dans l'ordre suivant : support, convertisseur, capteur. Deux types de supports ont été utilisés : le capuchon de polyéthylène CH_2 servant pour la détection des neutrons rapides, et une plaque de graphite C_{graph} de 1 mm d'épaisseur. Cette dernière présente l'avantage, étant constituée exclusivement de carbone, d'interagir uniquement avec les neutrons rapides (figure 2.19).

De la même façon que pour les neutrons rapides, des réactions parasites peuvent avoir lieu entre le ^{10}B (ou le ^{11}B) et les neutrons (figure 2.22). Ceci étant dit, comme pour le polyéthylène, les sections efficaces de ces processus sont bien inférieures à celles de la réaction $^{10}B(n,\alpha)^7Li$.

2.2.3.2 Autres convertisseurs

D'autres matériaux peuvent être utilisés pour la conversion des neutrons thermiques (matériaux borés ou lithiés). Nous pouvons citer entre autres :

- Le fluorure de lithium ^{nat}LiF ou 6LiF .
- L'élastobore B_4C .
- Le tétraborate de lithium $Li_2B_4O_7$.

- Le nitrate de lithium ${}^{\text{nat}}\text{LiNO}_3$.
- L'ortho-carborane $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$ utilisé en BNCT (*Boron Neutron Capture Therapy*).
- Le teflon C_2F_4 dopé au ${}^{10}\text{B}/{}^{\text{nat}}\text{B}$ ou ${}^6\text{Li}/{}^{\text{nat}}\text{Li}$.

2.2.4 Dosimètre multi-plage

Afin de couvrir la gamme énergétique complète des neutrons, il faut utiliser différents types de matériaux. Le futur système que nous pouvons imaginer avec notre capteur CMOS serait d'utiliser les quatre matrices du capteur pour obtenir un dosimètre multi-plage : à chaque matrice serait associée un type de convertisseur détectant une gamme énergétique spécifique.

La figure 2.23 montre les efficacités de conversion pour les convertisseurs utilisés dans cette thèse. Les efficacités des convertisseurs pour les neutrons thermiques (${}^{\text{nat}}\text{B}$, ${}^{10}\text{B}$) ont été obtenues à l'aide du code GEANT4 (version 9.3.p01 [Gea09]) et celles pour les neutrons rapides obtenues avec MCNPX (version 2.6f [HMF⁺08]). L'utilisation de GEANT4 était nécessaire pour la plage de neutrons thermiques car MCNPX ne gère pas le transport des particules secondaires chargées produites par les réactions inélastiques des neutrons avec le ${}^{10}\text{B}$ (voir chapitre 3). Nous constatons que deux plages (${}^{10}\text{B}$ et polyéthylène) seraient suffisantes pour couvrir quasiment toutes les énergies des neutrons thermiques aux rapides, avec cependant une réponse plus faible entre 1 keV et 100 keV. Toutefois, il faut noter que ces résultats de simulation ne concernent que la phase de conversion et ne prennent pas en compte le seuil de détection du capteur (en dessous d'une certaine énergie déposée, le capteur est aveugle).

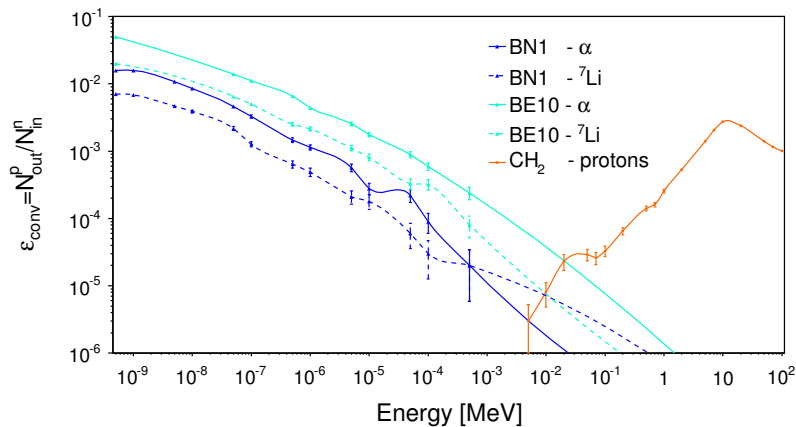


FIGURE 2.23 – Efficacités de conversion des convertisseurs utilisés obtenues par simulations Monte Carlo.

2.3 Sources utilisées

2.3.1 Sources de photons

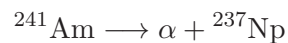
Les émissions de neutrons étant accompagnées de photons X et γ , il convient de faire une étude détaillée de ces sources. Dans le cadre de tests de la sensibilité du capteur aux photons (traitée en détail dans le chapitre 4), des essais ont été faits avec deux sources de photons : ^{241}Am et ^{60}Co (période de 5.27 ans). Ces sources sont scellées par du plexiglas, ce qui permet d'absorber les particules chargées émises également par les sources. C'est notamment le cas pour l' ^{241}Am qui est aussi un émetteur α . Les différentes raies émises par ces sources ainsi que leur activité sont résumées dans le tableau 2.1.

Sources	Activité (kBq)	Energie (keV)	Intensité d'émission (%)
^{241}Am	422	13.85	13.03
		17.06	18.86
		21.16	4.81
		26.34	2.40
		59.54	35.78
^{60}Co	16	1173.23	99.85
		1332.49	99.98

TABLE 2.1 – Caractéristiques des sources de photons utilisées et de leurs raies d'émission [Lab07].

2.3.2 Source alpha

Cette source d'activité 22.3 kBq sur 2π est constituée d'un dépôt de poudre d'américium sur un support en métal. Elle est émettrice de particules α d'énergies 5388.26 keV (1.66%), 5442.86 keV (13.23%) et 5485.56 keV (84.45%). Cet isotope se désintègre avec une période radioactive de 432.6 ans suivant l'équation :



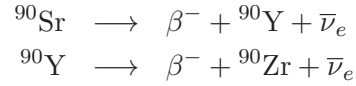
Le ^{237}Np produit n'est pas stable et se désintègre en ^{233}Pa , avec cependant une période radioactive beaucoup plus longue ($2.14 \cdot 10^6$ ans).

Cette source a principalement été utilisée pour calibrer le capteur en taux de comptage (et de vérifier le temps mort de 50% induit par la méthode de lecture).

2.3.3 Source d'électrons

Le capteur a été également exposé à une source d'électrons de ^{90}Sr d'activité 1.41 MBq pour déterminer sa réponse à ce type de particules. Le ^{90}Sr est un

émetteur β pur de période radioactive 28.8 ans. Il se désintègre suivant la chaîne de désintégration suivante :



L'yttrium se désintègre avec une période courte de 2.67 jours. La source de strontium utilisée est donc un mélange de ces deux radionucléides en proportions équivalentes. Le spectre correspondant est donné dans la figure 2.24.

L'intérêt d'une telle source est de générer des électrons qui vont traverser

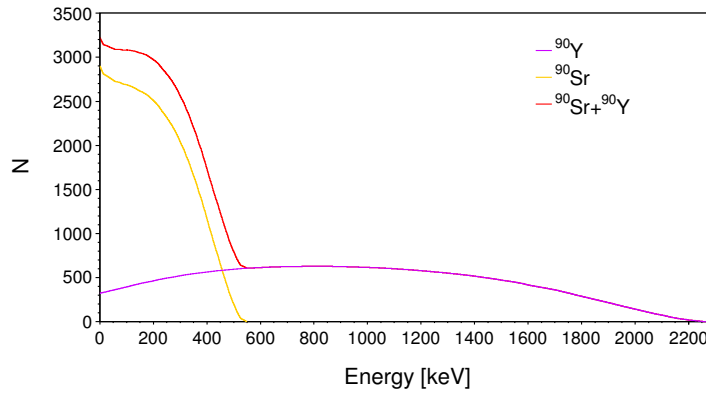


FIGURE 2.24 – Spectre d'une source de ${}^{90}\text{Sr}/{}^{90}\text{Y}$.

entièrement la couche épitaxiale, à la différence d'une source de photons, pour laquelle les électrons sont générés à une profondeur inconnue.

2.3.4 Sources de neutrons

Au cours de cette thèse, différentes sources de neutrons ont été utilisées : deux sources d'AmBe (une fournie par l'IPHC et l'autre par l'IRSN) pour des irradiations en neutrons rapides et une source de Cf (modérée ou non) à l'IRSN pour des mesures en neutrons thermiques. Les spectres en unités léthargique (voir annexe B) des quatre sources utilisées sont montrés dans la figure 2.25.

2.3.4.1 Source ${}^{241}\text{AmBe}$ - IPHC

La source AmBe de l'IPHC a une activité de 1 Ci (37 GBq) en émission α et de $(2.24 \pm 0.10) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ en nombre de neutrons émis [DAGF09]. Cette relativement faible activité couplée au flux important de données du capteur (10 Mo/s) a constitué un handicap sérieux pour la prise de données avec cette source. Pour

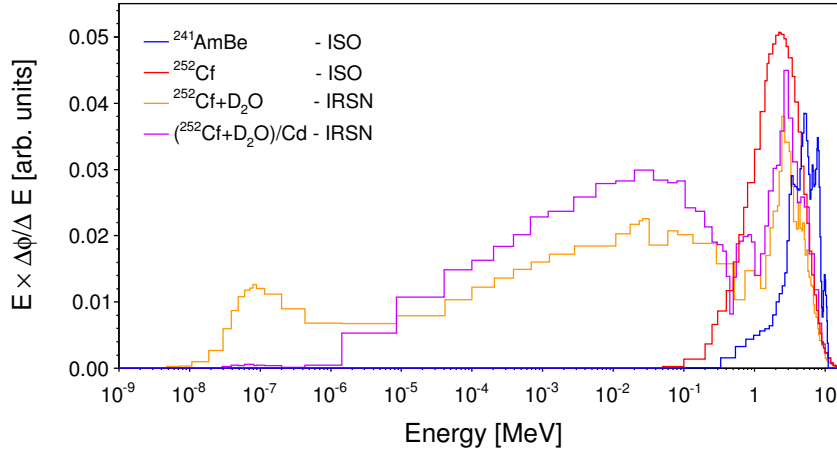


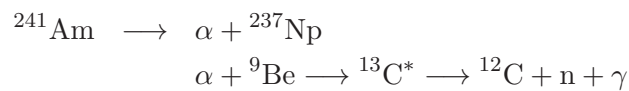
FIGURE 2.25 – Spectres des sources de neutrons utilisées.

avoir une statistique correcte, il a fallu irradier le capteur pendant 1h30, ce qui fait une quantité importante de données à analyser et surtout à stocker. En outre, les fichiers de données ne comportent finalement que peu d'événements intéressants, au regard du taux d'émission peu élevé de la source. A titre d'exemple, pour 1h30 de comptage, les données analysées représentent un total de 55.3 Go, et parmi ces données les événements d'intérêt ne représentent que 2.6 Mo.

Cette source AmBe se situe dans un local d'irradiation (le calibrateur) qui contient un système automatisé permettant le contrôle de la sortie et de la rentrée de la source à distance (sans risque d'exposition inutile pour l'utilisateur). Au repos, elle est stockée dans un cube de polyéthylène qui absorbe en totalité les radiations neutroniques. La description détaillée du local d'irradiation est donnée en annexe C.

2.3.4.1.1 Raies d'émission de la source

La source est constituée d'un mélange de poudre de dioxyde d'américium avec du béryllium, qui permet ainsi de produire des neutrons rapides suivant la réaction :



La désexcitation du ${}^{13}\text{C}$ est à l'origine de l'émission de photons de différentes énergies, notamment de raies à 3.216 MeV, 4.438 MeV et 9.641 MeV [MKF04].

Il en existe d'autres, mais leurs intensités sont plus faibles. La figure 2.26 nous donne le schéma de niveaux avec les différentes transitions électromagnétiques. La transition γ à 4.438 MeV est la raie photons la plus importante de cette désexcitation. Par conséquent, nous n'avons par la suite retenu que cette énergie pour la simulation de la partie photon de la source d'AmBe.

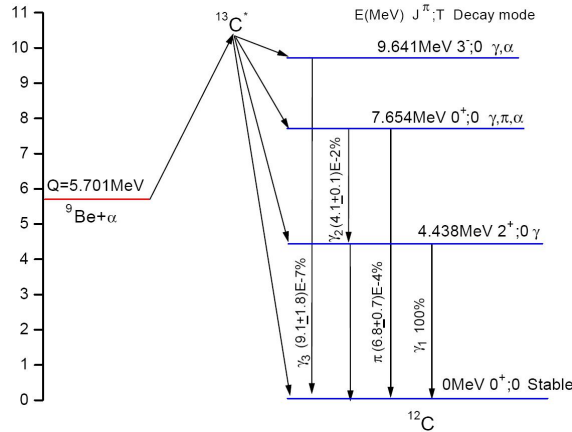


FIGURE 2.26 – Schéma de niveaux du ^{13}C excité avec les transitions électromagnétiques [MKF04].

2.3.4.1.2 Géométrie de la source

La poudre de dioxyde d'américium est logée dans un godet en plomb qui permet d'absorber les raies γ de basse énergie de la source ^{241}Am (jusqu'à la raie de 59 keV) ainsi que les α produits par ce même américium. L'épaisseur de plomb (d'environ 3 mm) n'est cependant pas suffisante pour absorber la raie de 4.438 MeV émise par la désexcitation du ^{13}C . Cette source AmBe est donc une source mixte n/ γ , ce qui permettra de tester la sensibilité aux photons de notre capteur CMOS ainsi que sa capacité de discrimination des deux rayonnements. Un schéma de la source ainsi que ses dimensions sont présentées sur les figures 2.27 et 2.28.

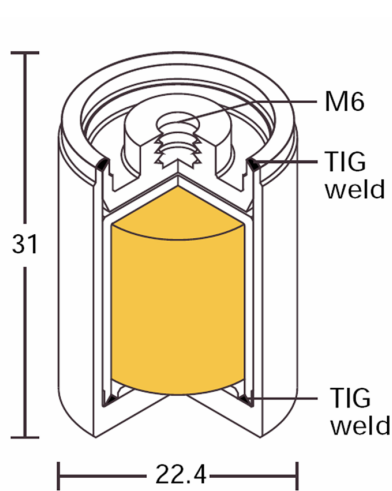


FIGURE 2.27 – Géométrie de la source $^{241}\text{AmBe}$ [Hig].

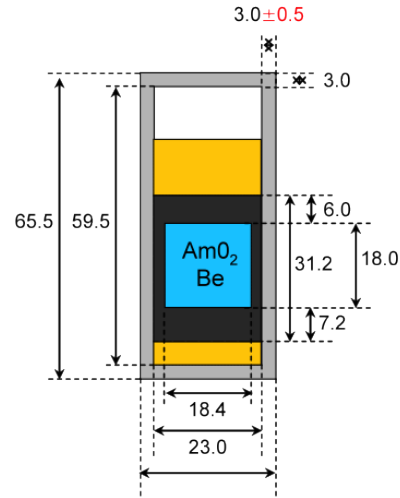


FIGURE 2.28 – Dimensions de la source $^{241}\text{AmBe}$ [Tro10]. Les cotes sont données en mm.

2.3.4.1.3 Caractérisation de la source

Afin de déterminer avec précision le spectre de notre source d'AmBe dans son environnement, nous avons fait caractériser la source par spectrométrie par sphères Bonner (méthode BSS, décrite dans le Chap.1 §1.2.4.1) par une équipe de l'UAB (*Universitat Autònoma de Barcelona*). Le logiciel de déconvolution FRUIT [BDEF07] a été utilisé pour obtenir le spectre final, montré sur la figure 2.29. Ce spectre correspond aux neutrons non-diffusés. Les spectres de la source à différentes distances sont donnés sur la figure 2.30. La composante thermique qui apparaît correspond aux neutrons diffusés par l'environnement (les murs ou le cube de polyéthylène).

Principe du logiciel FRUIT

FRUIT est un logiciel de déconvolution basé sur une paramétrisation, tout comme le code MITOM. Dans la plupart des codes de déconvolution, il faut à l'avance connaître l'allure du spectre recherché. Le logiciel FRUIT (*FRascati Unfolding Interactive Tool*) crée un modèle générique par superposition de spectres élémentaires, décrits par une série de paramètres, à partir d'une simple information qualitative donnée par l'utilisateur. Le code génère lui-même un spectre par défaut pour commencer le processus de déconvolution. En plus de cette information, l'utilisateur doit entrer les valeurs des fonctions de réponses des sphères, le nombre de coups comptés pour chaque sphère et leurs incertitudes.

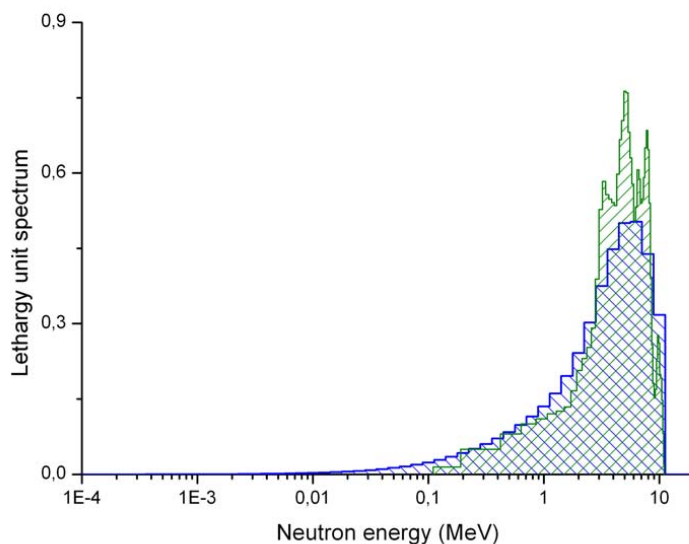


FIGURE 2.29 – Spectre reconstruit de la composante non-diffusée de la source AmBe [DAGF09].

Les codes par paramétrisations utilisent des simulations Monte Carlo pour générer plusieurs ensembles de paramètres, avec pour chacun d'eux un spectre associé. En appliquant la matrice de réponse des sphères Bonner, le nombre de coups correspondant à chaque sphère (et à chaque spectre) est calculé. Celui-ci est comparé, par méthode de maximum de vraisemblance, au nombre de coups mesuré. Seuls les ensembles de paramètres donnant des résultats suffisamment proches de la mesure sont conservés. Finalement, une moyenne est faite sur les ensembles de paramètres qui ont été sélectionnés, et c'est cette moyenne qui est utilisée pour générer le spectre final.

Le logiciel FRUIT a été codé sous LabView et modèle les spectres de neutrons avec un ensemble de 7 paramètres fonctions du modèle utilisé. Les environnements choisis par l'utilisateur peuvent être :

- des spectres de fission,
- des sources isotopiques de neutrons,
- des champs d'évaporation, comme dans les cyclotrons PET ou les LINACs,
- des champs d'électrons de haute énergie,
- des accélérateurs de hadrons à haute énergie,
- des spectres gaussiens,
- tout spectre défini par l'utilisateur.

Selon l'environnement choisi, le code choisira le modèle physique le plus ap-

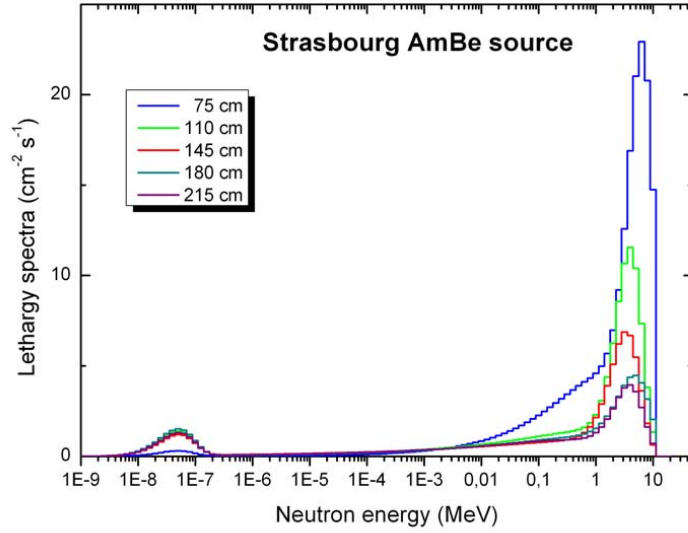


FIGURE 2.30 – Spectres (en unités léthargiques) de la source AmBe pour différentes distances [DAGF09].

proprié : fission, évaporation, haute énergie ou gaussien. Les fonctions modèles utilisées par le logiciel sont données dans le tableau 2.2. Quelques exemples sont représentés sur les figures 2.31 et 2.32.

Un spectre neutron dans FRUIT correspond à une superposition linéaire des quatre composantes décrites dans le tableau 2.2 :

$$\phi(E) = P_{th}\phi_{th}(E) + P_e\phi_e(E) + P_f\phi_f(E) + P_{hi}\phi_{hi}(E)$$

où P_{th} , P_e , P_f et P_{hi} représentent les proportions des neutrons thermiques, épithermiques, rapides et de haute énergie.

2.3. SOURCES UTILISÉES

Modèle	Thermique $\phi_{th}(E)$	Epithermique $\phi_e(E)$	Rapide $\phi_r(E)$	Haute énergie $\phi_{hi}(E)$
Fission	$\left(\frac{E}{T_0^2}\right)e^{-E/T_0}$	$[1-e^{-(E/E_d)^2}]E^{b-1}e^{-E/\beta'}$	$E^\alpha e^{-E/\beta}$	$\left(\frac{E}{T_{hi}^2}\right)e^{-E/T_{hi}}$
Evaporation			$\left(\frac{E}{T_{ev}^2}\right)e^{-E/T_{ev}}$	
Gaussien			$e^{-(E-E_m)^2/2(\sigma E_m)^2}$	
Haute énergie			$\left(\frac{E}{T_{ev}^2}\right)e^{-E/T_{ev}}$	

TABLE 2.2 – Fonctions modèles utilisées pour la déconvolution dans le logiciel FRUIT 3.0 [BDEF07].

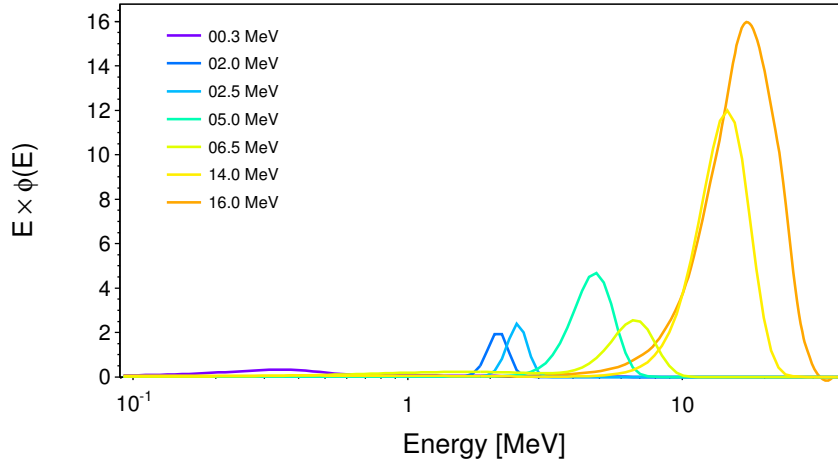


FIGURE 2.31 – Fonctions modèles données pour la déconvolution dans FRUIT de sources de neutrons monoénergétiques.

Comparaison avec d'autres codes de déconvolution

Afin de valider l'utilisation de FRUIT, quelques tests ont été effectués à partir d'anciennes données datant de 2005 (les mesures ont également été faites par une équipe de l'UAB dans un environnement différent). La déconvolution avait été faite avec le logiciel MITOM [TFBM04]. Il était intéressant de comparer les valeurs obtenues par MITOM avec celles que nous obtenons en entrant les mêmes données mesurées dans FRUIT. Afin d'obtenir des critères de validation plus fiables, nous avons également comparé ces valeurs avec celles obtenues par d'autres codes de déconvolution (MAXED [RG98], GRAVEL [Mat94]) et

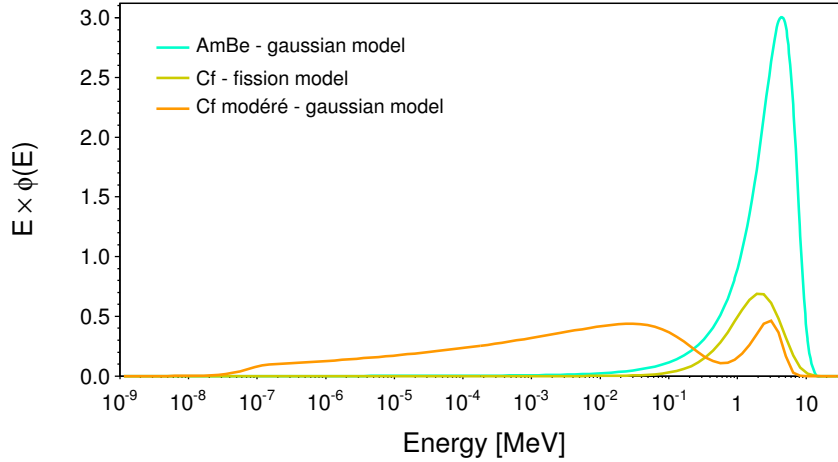


FIGURE 2.32 – Fonctions modèles données pour la déconvolution dans FRUIT des sources de neutrons $^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf et $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ (modéré).

avec un code “maison” implémenté à l’aide de l’outil de minimisation MINUIT [Jam98] inclus dans l’environnement ROOT. Le principe est ici de minimiser un χ^2 en faisant varier les paramètres de la fonction modèle choisie (dans notre cas, un modèle de fission) jusqu’à l’obtention des paramètres optima :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \left(\frac{C_{exp} - \tilde{C}_j}{\sigma_{exp}} \right)^2$$

où

$$\tilde{C}_j = \sum_{i=1}^{\text{nEnergy}} R_{ij} \times f(E_i)$$

est le nombre de coups calculés pour la sphère j , avec R_{ij} la réponse de la sphère j pour l’énergie i et $f(E_i)$ la fonction de modélisation du spectre de la source AmBe. La figure 2.33 donne la comparaison entre le nombre de coups calculés pour les différents codes de déconvolution considérés (y compris le code “maison” à partir de MINUIT) et le nombre de coups effectivement mesurés. Les écarts les plus importants sont observés pour MITOM, alors que le logiciel FRUIT comme le code basé sur MINUIT donnent des résultats en très bon accord avec les valeurs mesurées.

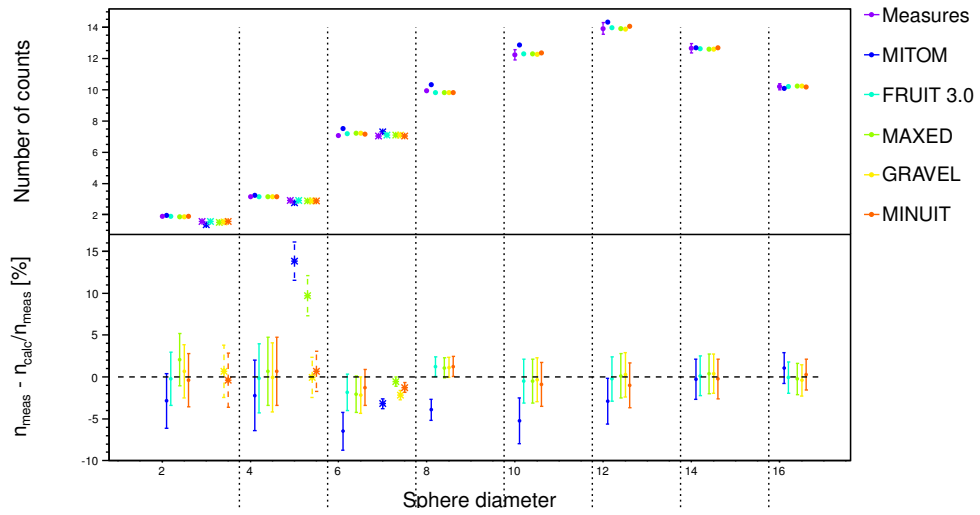


FIGURE 2.33 – Comparaison des nombres de coups mesurés dans chaque sphère par l’UAB en 2005 avec les données convoluées obtenues par différents codes de déconvolution. Les points en étoile correspondent aux nombres de coups comptés dans les sphères avec coquille de cadmium.

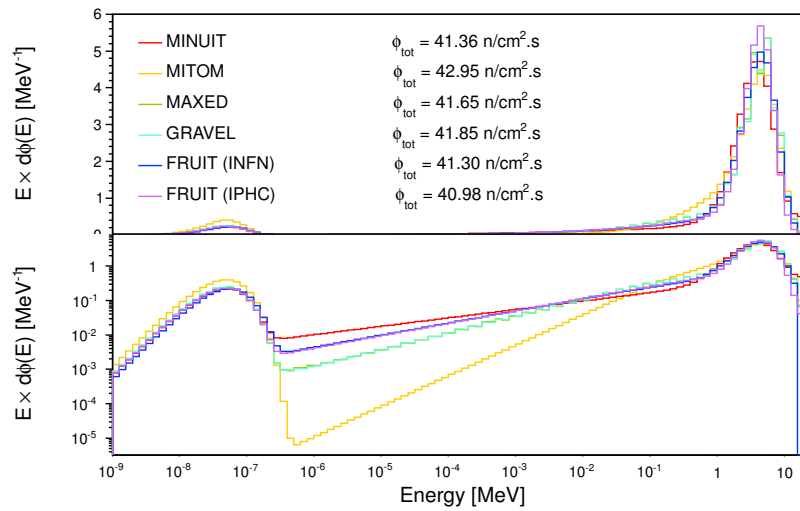


FIGURE 2.34 – Spectres déconvolués de la source $^{241}\text{AmBe}$ obtenus avec les mesures de 2005.

Les spectres finaux obtenus par déconvolution sont montrés sur la figure 2.34. Nous constatons que les écarts entre les différents codes sont particulièrement importants dans la zone d'énergie intermédiaire des neutrons. Les résultats donnés par MITOM sont en net désaccord avec les autres codes, présentant dans cette plage énergétique une différence de deux ordres de grandeur avec FRUIT. Les écarts entre FRUIT et le code "maison" sont moins importants. En conclusion, le logiciel FRUIT constitue un bon choix pour la déconvolution de spectre.

2.3.4.2 Installation Van Gogh

L'irradiateur Van Gogh de l'IRSN (Cadarache), montré dans la figure 2.35, utilise deux types de sources de neutrons : une source $^{241}\text{AmBe}$ et une source de ^{252}Cf . Quand elles ne sont pas utilisées, elles sont conservées dans un conteneur en polyéthylène au pied de l'irradiateur. Celui-ci est surélevé d'une hauteur de 3.2 m pour limiter le bruit de fond dû à la diffusion des neutrons par le sol. Les sources sont amenées en position d'irradiation grâce à de l'air comprimé dans un tube-guide. Un banc d'étalonnage motorisé permet de placer les instruments au niveau de la source. La distance conseillée par l'IRSN est de 75 cm à la source, car elle minimise le bruit de fond. Malheureusement, dans notre cas, nous avons dû nous placer à 40 cm afin de maximiser la quantité d'événements. A 75 cm, il nous aurait fallu un temps d'irradiation beaucoup plus long pour atteindre une statistique exploitable. Sachant que le flux de données est de 10 Mo/s, nous aurions atteint une quantité de données à analyser trop importante. Pour nos mesures, nous avons utilisé les deux sources : AmBe et Cf nues pour les



FIGURE 2.35 – Photo de l'irradiateur Van Gogh [Gre05].

mesures en neutrons rapides, ainsi que la Cf modérée pour des expérimentations en neutrons thermiques (et intermédiaires). Les deux configurations de modération suivantes ont été utilisées :

- $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$: la source de ^{252}Cf est placée au centre d'une sphère modératrice d'eau lourde de 15 cm de rayon entourée d'une coquille d'aluminium de 1.2 mm d'épaisseur.
- $(^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O})/\text{Cd}$: à la configuration précédente est ajoutée une coquille de cadmium de 0.8 mm d'épaisseur qui permet d'absorber la composante thermique du spectre.

Les spectres de ces deux sources sont présentés sur la figure 2.25.

Les fluences des différentes configurations de sources à une distance de 40 cm sont présentées dans le tableau 2.3. Il montre également les convertisseurs qui ont été utilisés pour chaque source.

Source	Débit de fluence ϕ [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	Convertisseur
$^{241}\text{AmBe}$	1843	CH_2
^{252}Cf	3466	CH_2
$^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$	3390	$\text{C}_{\text{graph}}+\text{BE10}, \text{C}_{\text{graph}}+\text{BN1}$
$(^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O})/\text{Cd}$	2976	$\text{C}_{\text{graph}}+\text{BE10}, \text{C}_{\text{graph}}+\text{BN1}$

TABLE 2.3 – Débit de fluence des différentes configurations de sources de l'irradiateur Van Gogh à 40 cm. Les incertitudes sur le débit de fluence des sources est de 4.2%.

2.4 Code d'analyse

L'extraction et l'analyse des résultats a été faite à l'aide d'un code implémenté sous l'environnement ROOT en C++. Un code existait déjà pour ce traitement de données, mais étant donné que la méthode de lecture avait changé entre temps, il a dû être entièrement réécrit. Cette partie décrit les principes et les méthodes utilisées pour parvenir à l'extraction du signal final et à l'analyse de physique.

2.4.1 Analyse du bruit

Lors de toute mesure avec le MIMOSA-5, un jeu de données de bruit est constitué : il s'agit de données acquises par le capteur en l'absence de source. Ceci nous permet de déterminer le comportement du détecteur en l'absence de signal et de faire un marquage des pixels bruyants, qui seront par la suite supprimés de l'analyse finale.

2.4.1.1 Détermination du piédestal

L'acquisition de bruit permet de déterminer la valeur intégrée du piédestal (qui correspond au courant de fuite sur la tension de polarisation de la diode) de chaque pixel. Celui-ci correspond à la valeur ADC donné par le pixel en l'absence de source. Ce piédestal ne correspondant pas à un signal physique, il devra être systématiquement soustrait du signal total du pixel lors des acquisitions de données de signal. Le piédestal est obtenu en faisant la soustraction

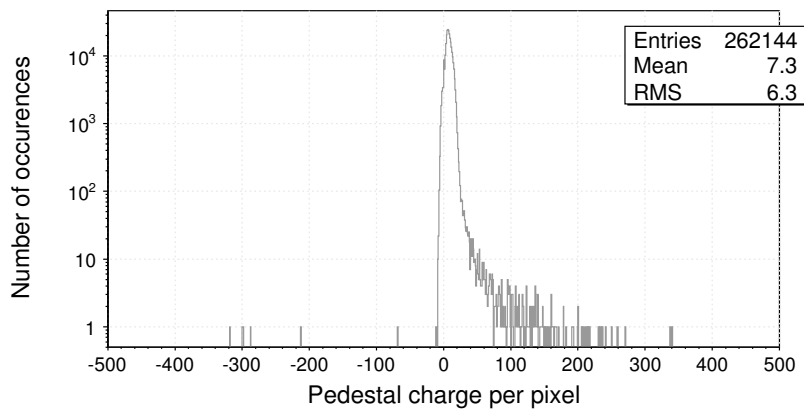


FIGURE 2.36 – Distribution du piédestal pour une prise de données de 5 min dans le local calibrateur.

de la première trame de la paire à la deuxième (trame 2 -trame 1, cf méthode de lecture §2.1.4.2) dans le run de bruit. En l'absence de courant de fuite, ce piédestal devrait être nul. Sa valeur varie pixel par pixel, et ce paramètre est une fonction directe de la température ambiante. Un exemple de distribution de piédestal obtenu pour un run de bruit dans le local du calibrateur est montré sur la figure 2.36.

2.4.1.2 Détermination du bruit moyen

En parallèle du calcul du piédestal, le bruit moyen de chaque pixel est déterminé. Il est défini comme la fluctuation moyenne du signal du pixel autour de son piédestal. Il est essentiel de connaître ce profil du bruit pour chaque environnement d'expérimentation afin d'estimer si l'événement peut être considéré comme du signal physique ou du bruit. La figure 2.37 montre un exemple de la distribution du bruit moyen du capteur. Cette distribution nous permet de connaître le bruit moyen sur tous les pixels et de dégager ainsi un critère pour la détermination de pixels systématiquement bruyants.

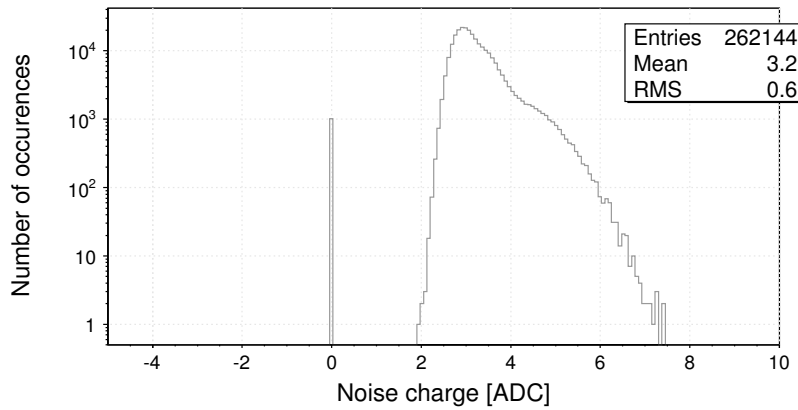


FIGURE 2.37 – Distribution du bruit moyen pour une prise de données de 5 min dans le local calibrateur.

2.4.1.3 Profil des pixels bruyants

Grâce à la connaissance des piédestaux et bruits moyens, nous pouvons déterminer un profil des pixels problématiques. Les critères qui permettent de déterminer si un pixel est bruyant ou non sont les suivants :

- Bruit moyen trop élevé (typiquement $> 5\sigma$ de la distribution du bruit moyen sur le capteur).
- Piédestal trop élevé ou trop faible (typiquement $> 5\sigma$ de la distribution du piédestal moyen sur le capteur).
- Les pixels donnant du signal lors du run de bruit.
- Les pixels “bavards” : pixels qui donnent du signal à chaque trame.

Cette carte des pixels bruyants est régulièrement mise à jour par de nouveaux runs de bruit.

La figure 2.38 donne, à titre d'exemple, les nombres de coups pour chaque pixel du capteur pour un run de bruit de 5 minutes. Si notre système ne bruitait pas, chaque pixel devrait être touché en moyenne le même nombre de fois. Ce n'est pas le cas ici, et nous voyons clairement apparaître des pixels “bavards” qui sont touchés plus souvent que d'autres. Ces pixels problématiques doivent être éliminés du traitement final des données.

D'autres critères peuvent être appliqués pour sélectionner les bons événements. Il faut par exemple vérifier que les événements appartiennent à une trame non corrompue. En effet, il arrive que certaines trames soient plus bruyantes que d'autres (plus d'événements sont comptés). Quand ce nombre est trop élevé par rapport à la valeur moyenne du nombre de coups par trame observé, elles

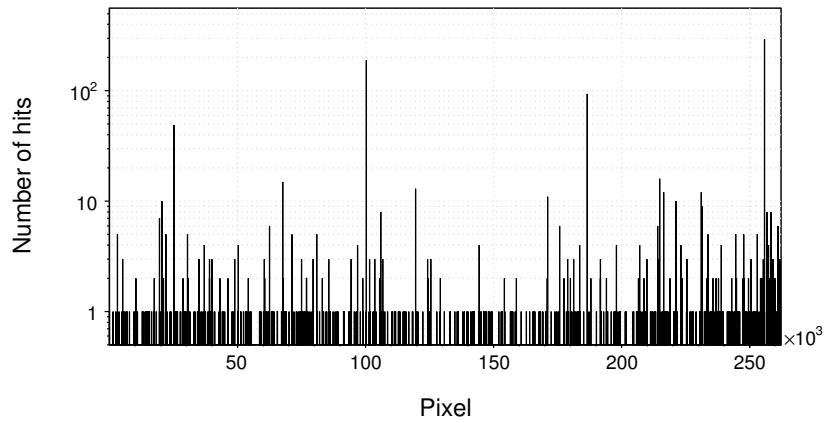


FIGURE 2.38 – Nombre de coups par pixel mesurés pour un jeu de données de bruit (aucune coupure n'est appliquée).

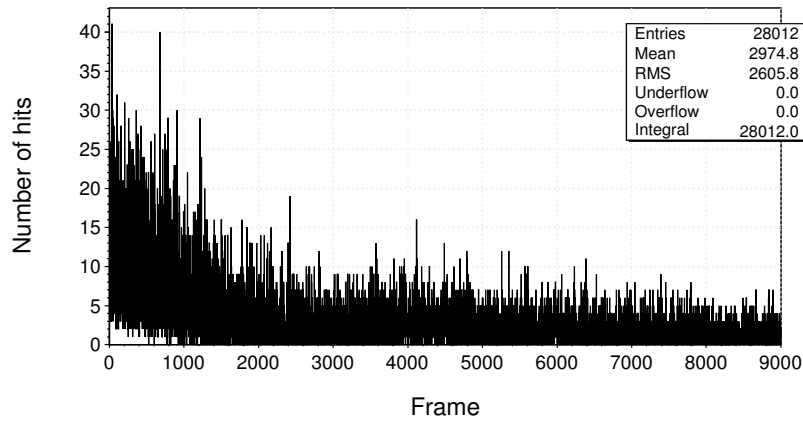


FIGURE 2.39 – Nombre de coups par trame (aucune coupure n'est appliquée).

doivent être supprimées de l'analyse car elles présentent le risque de contenir des faux positifs.

2.4.1.4 Influence de la température sur le bruit

Le capteur MIMOSA-5 est extrêmement sensible à la température ambiante. Une température excessive provoquera beaucoup de bruit sur le capteur, et pourra ainsi fausser la mesure. Un exemple est donné sur les figures 2.40 et

2.41, où sont montrées les distributions du piédestal et du bruit moyen pour différentes températures. Nous constatons que pour une température basse de 5°C, le piédestal a une forme très piquée et fluctue peu autour de sa valeur moyenne, qui est par ailleurs très basse. Au contraire, si la température augmente d'environ 5 °C, la distribution commence à s'étaler davantage autour d'une valeur moyenne plus élevée. A 28 °C, le résultat semble encore moins favorable avec un courant de fuite beaucoup plus important sur les pixels. A cette température, les données obtenues s'avèrent non-exploitable en raison de ce bruit trop important qui génère un nombre élevés de faux positifs.

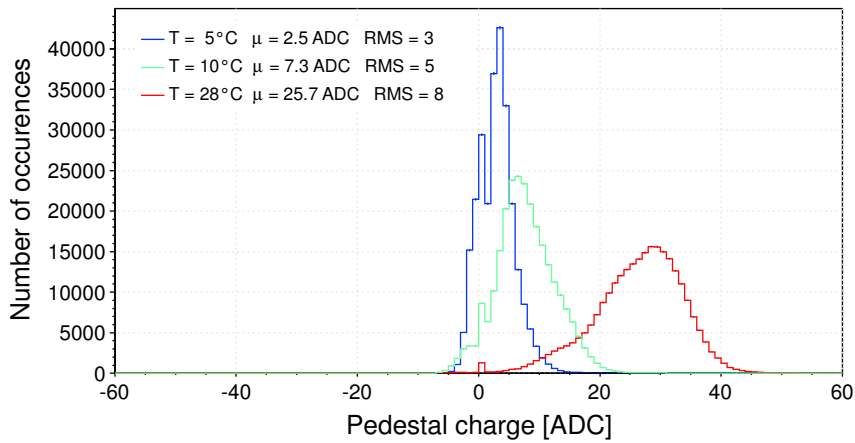


FIGURE 2.40 – Effets de la température ambiante sur le piédestal du capteur.

Dans notre cas, nous n'avons pas utilisé de système de stabilisation de la température, les expériences ayant souvent été effectuées dans des environnements où la température était basse (par conséquent, le bruit n'était pas un problème). Cependant, ce paramètre devra être gardé sous contrôle pour un futur dosimètre destiné à pouvoir être porté dans toutes les conditions. Il faudrait donc envisager un système de régulation de température intégré pour empêcher le bruit de fluctuer de manière trop importante. Cependant, le circuit futur ALPHARAD-2 est d'ores et déjà conçu avec un bruit extrêmement faible, ce qui rend cette contrainte inopérante.

2.4.2 Algorithme de reconstruction des clusters

Une fois les données de bruit analysées, les données de signal obtenues avec source sont prêtes à être exploitées. Les pixels bruyants sont éliminés, l'algorithme de reconstruction des amas (ou *clusters*) sélectionne les événements

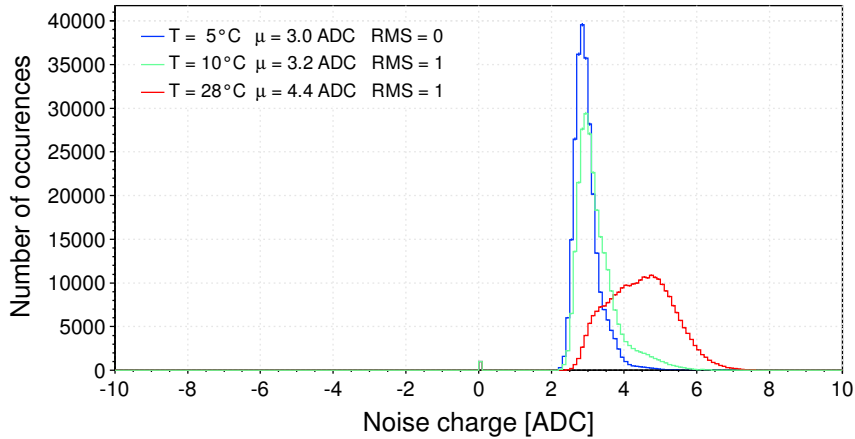


FIGURE 2.41 – Effets de la température ambiante sur le bruit moyen du capteur.

d'intérêt et les stocke pour qu'ils puissent être analysés en détail. Un cluster est défini comme un ensemble de pixels voisins dont le rapport signal-à-bruit est supérieur à un seuil à définir.

Sur un fichier de données, en fonction du temps d'acquisition, un certain nombre de paires de trames sera enregistré. Pour chaque paire, après soustraction de la trame 1 à la trame 2, une recherche des maxima est effectuée. Pour chaque maximum trouvé, l'algorithme vérifie si sa valeur est supérieure à 5 fois le bruit moyen du pixel, critère d'acceptation du maximum comme le pixel siège d'un événement. Si la condition n'est pas remplie, l'algorithme passe à la paire de trames suivante. Si la condition est remplie, l'algorithme de "clusterisation" va pouvoir commencer son travail.

Les premiers voisins (en croix) du pixel siège sont d'abord analysés et si leur valeur de signal est supérieure à 3 fois le bruit moyen du pixel concerné, ils sont marqués. Puis l'algorithme passe aux deuxièmes voisins, et ainsi de suite, jusqu'aux septièmes voisins (la figure 2.42(a) résume le processus de recherche du contour de l'événement).

La deuxième étape consiste à produire un masque des pixels marqués par l'algorithme de contourage, dans lequel les pixels touchés prennent une valeur 1 et les autres 0 (figure 2.42(c)). Cette méthode va nous permettre de créer une sous-copie de la matrice, beaucoup plus petite que la matrice totale (typiquement en 15×15 contre 512×512 pixels), et donc de gagner du temps de calcul. Cette copie ne gardera que les pixels entourant le pixel siège et appartenant à ce que nous appellerons le cluster (pixel siège + ses voisins). Toutes les

données nécessaires à la reconstruction de la copie et à l'analyse de physique sont stockées dans un nouveau fichier qui contiendra les données traitées. Finalement, un "anti-masque" est produit (figure 2.42 (d)) qui permet de supprimer tous les pixels impliqués dans le cluster précédemment traité (la valeur des pixels est remise à zéro) afin de ne pas compter plusieurs fois le même événement. L'algorithme recherche alors de nouveaux maxima et ainsi de suite. Cet algorithme de contourage a été choisi afin de pouvoir reconstruire notam-

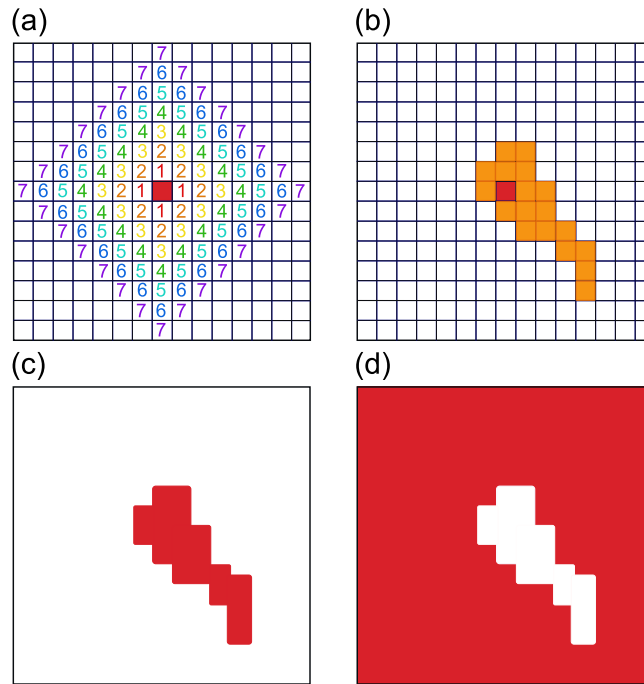


FIGURE 2.42 – Schéma de l'algorithme de « clusterisation ».

ment des clusters de multiplicité très grande (comme ceux produits par des particules α). Une autre méthode couramment utilisée dans la détection de particules au minimum d'ionisation (MIP) avec des capteurs CMOS consiste, une fois le maximum trouvé, à considérer tous les pixels d'une zone définie autour du siège comme appartenant au cluster (cluster 3×3 , 5×5 , ...). Cette méthode ne peut être appliquée ici car les particules que nous cherchons à détecter sont beaucoup plus ionisantes et génèrent donc des clusters de multiplicité bien supérieure à ceux d'une MIP.

Simulations Monte Carlo

*L'univers est plein de choses magiques qui attendent
patiemment que nous soyons assez intelligents pour les
percevoir.*

E. Philpotts

Sommaire

3.1	Principe de la méthode Monte Carlo	87
3.1.1	Simulations	87
3.1.2	Théorie de la méthode Monte Carlo	89
3.1.3	Génération de nombres aléatoires	90
3.2	MCNPX	91
3.2.1	Anatomie d'une simulation	91
3.2.2	Grandeurs observables	92
3.2.3	Modèles physiques	93
3.3	GEANT4	93
3.3.1	Structure d'une simulation	94
3.3.2	Principe	95
3.3.3	Structure des processus physiques	96
3.3.4	Modèles utilisés	96

3.4	Validation des codes de simulation	102
3.4.1	Test des sections efficaces	102
3.4.2	Particules chargées et parcours	103
3.4.3	Comparaison de spectres de neutrons	109
3.4.4	Pour les photons	111
3.4.5	Conclusion sur la validation	113
3.5	Comparaison MCNPX/GEANT4	113
3.5.1	Neutrons rapides	113
3.5.2	Le cas des thermiques	114
3.6	Géométrie simulée	115
3.6.1	Simulation du cube	116
3.6.2	Intérêt de la simulation du local d'irradiation	117
3.7	Modération de la source AmBe	119
3.7.1	Choix du code de simulation	119
3.7.2	Optimisation de la sphère modératrice	120
3.8	Conclusion	122

L'ensemble des études menées dans ce travail s'est appuyé sur une comparaison systématique de nos mesures avec des simulations. Au vu du caractère stochastique des émissions de rayonnement, une méthode Monte Carlo s'impose. Pour notre application, nous avons donc utilisé deux codes de simulations Monte Carlo : MCNPX et GEANT4.

3.1 Principe de la méthode Monte Carlo

Une méthode Monte Carlo vise à calculer une valeur numérique en utilisant des techniques probabilistes. Le nom de cette méthode est une allusion aux jeux de hasard pratiqués à Monte Carlo. Elle a été inventée en 1947 par Nicholas Metropolis et Stanislas Ulam [MU49]. Différents domaines utilisent des simulations Monte Carlo. Elles sont bien évidemment utilisées en physique où elles permettent d'estimer la forme d'un signal ou la sensibilité d'un détecteur, mais aussi en économie (où les simulations peuvent être utilisées pour une approche statistique du risque dans une décision financière).

La méthode Monte Carlo utilise un grand nombre de tirages aléatoires successifs permettant d'estimer des paramètres d'intérêt par le biais de valeurs moyennes de variables aléatoires. Elle repose sur des estimateurs et sur des conditions d'acceptation et de rejet d'événements. L'avantage d'une telle méthode est sa simplicité : elle permet de quantifier l'importance de différents paramètres et de déterminer facilement des structures au lieu d'utiliser des méthodes analytiques non adaptées.

3.1.1 Simulations

En physique, une simulation Monte Carlo permet de simuler "l'histoire" d'une particule individuelle dans un milieu ralentisseur, en tenant compte de la nature

3.1. PRINCIPE DE LA MÉTHODE MONTE CARLO

probabiliste des processus possibles d'interaction de la particule. Les particules secondaires créées par certains de ces processus sont prises en compte dans l'historique, qui s'arrête lorsque l'énergie de la particule descend sous un certain seuil ou lorsque la particule est absorbée par le milieu. Une histoire commence par la naissance de la particule (émission par une source) et se termine par sa mort (absorption ou fuite). Un organigramme d'une histoire Monte Carlo est donné sur la figure 3.1.

La détermination d'une variable par simulation Monte Carlo peut être décrite

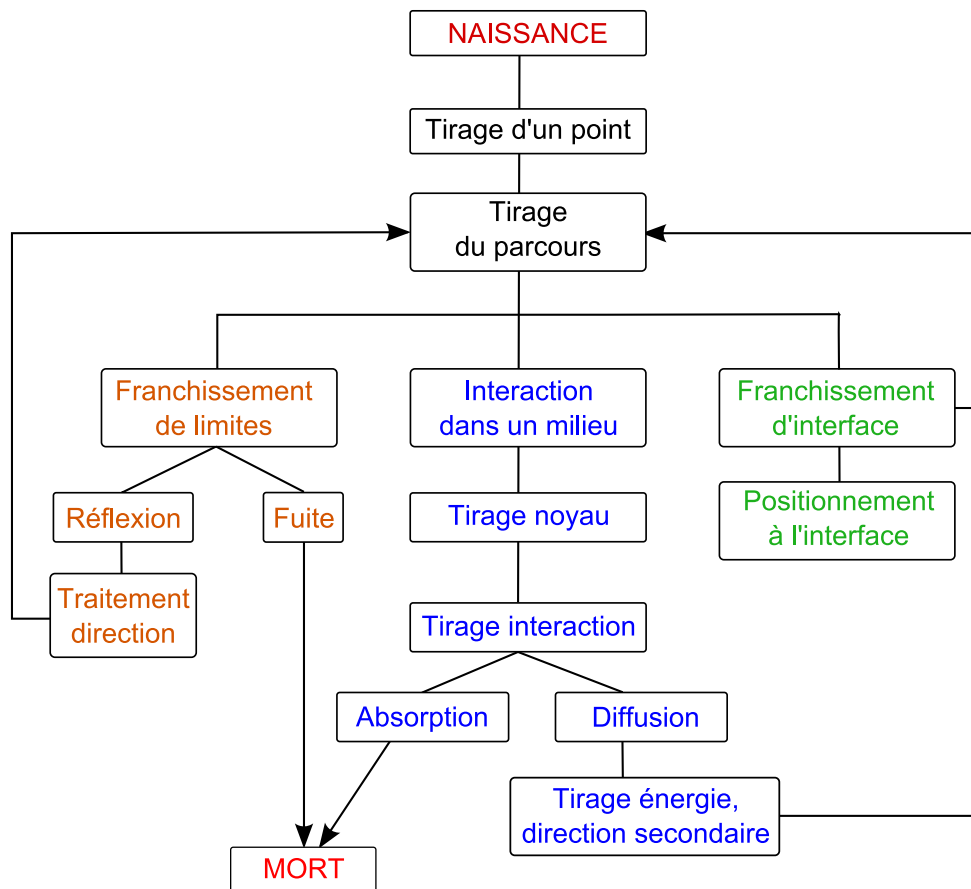


FIGURE 3.1 – Organigramme de tirage Monte-Carlo dans le cas de processus nucléaires (d'après [Nac03]).

en trois étapes :

1. Construction d'un processus statistique (appelé *jeu*).
2. Attribution d'un score numérique à une certaine réalisation du jeu.
3. Calcul de la moyenne des scores et de l'écart-type (dispersion statistique) permettant d'estimer la précision des résultats.

Par exemple, si nous considérons la constitution de la trajectoire de particules comme le jeu, le score sera 1 à chaque traversée de surface. La moyenne nous donnera le nombre de particules traversant la surface.

3.1.2 Théorie de la méthode Monte Carlo

La génération de nombres aléatoires peut être effectuées de deux façons :

- par tables de nombres aléatoires établies à partir de certains phénomènes physiques,
- par générateurs mathématiques de nombres aléatoires. (Les nombres ainsi obtenus doivent constituer une série non-reproductible).

L'espérance mathématique d'une fonction g de variable aléatoire X est donnée par $G = E[g(X)] = \int_a^b g(x)f_X(x)dx$ (où $f_X(x)$ est la fonction de densité, lorsqu'elle est uniforme : $f_X(x) = 1/(b - a)$). L'idée lors de notre simulation Monte Carlo est de produire un échantillon (x_1, \dots, x_n) de la loi X (donc d'après la densité f_X) dans l'intervalle $[a; b]$ et de calculer un nouvel estimateur à partir de cet échantillon. La loi des grands nombres nous suggère de construire cet estimateur à partir de la moyenne empirique :

$$\tilde{g}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(X_i)$$

qui est un estimateur sans biais de l'espérance ($E(\tilde{g}_n) = E[g(X)]$) et est aussi appelé estimateur Monte Carlo. Si l'échantillon est indépendant et identiquement identifié, la variance empirique est donnée par :

$$S_{g(X)}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(g(X_i) - \tilde{g}_n \right)^2 \simeq \sigma_g^2$$

avec $\sigma_g^2 = E[g^2(X)] - E[g(X)]^2$. Le théorème de la limite centrale prouve que la variable :

$$Z = \frac{\tilde{g}_n - G}{\sigma_g/\sqrt{n}}$$

suit la loi normale centrée réduite (qui tend vers une gaussienne dans la limite continue). Il y a donc possibilité de construire un intervalle de confiance. L'erreur commise en remplaçant G par \tilde{g}_n , avec α le niveau de risque, est donnée par :

$$|e_n| \leq z_{1-\alpha/2} \frac{\sigma_g}{\sqrt{n}}$$

avec une probabilité $1 - \alpha$. Le réel $z_{1-\alpha/2}$ est le quantile de la loi normale centrée réduite. L'erreur est donc proportionnelle à \sqrt{n} .

3.1.3 Génération de nombres aléatoires

Les interactions individuelles composant la trajectoire d'une particule sont simulées séquentiellement dans la méthode Monte Carlo. Les distributions de probabilité (sections efficaces différentielles, totales et angulaires) caractérisant le type d'interaction sont ainsi échantillonnées pour générer la trajectoire par le code. Afin de déterminer le devenir de la particule, les distributions de probabilité sont aléatoirement échantillonnées grâce aux données du transport de la particule (section efficace). La profondeur de pénétration est ainsi liée à l'histoire complète de la particule (diffusions) jusqu'à son absorption complète ou la fin du processus de simulation.

3.1.3.1 Profondeur d'interaction

A titre d'exemple pour la détection des neutrons rapides, la probabilité d'interaction d'un neutron dans un matériau composé de n_{elt} éléments différents à une profondeur x est donnée par :

$$\mathcal{P}_{\text{mat}} = 1 - e^{-\Sigma_{\text{mat}}x}$$

où

$$\Sigma_{\text{mat}} = \frac{\rho_{\text{mat}} \mathcal{N}_A}{A_{\text{mat}}} \sum_{\text{elt}} n_{\text{elt}} \sigma_{\text{elt}}$$

avec $\sigma_{\text{elt}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{diff}}$. Par exemple, si le matériau est du polyéthylène CH_2 :

$$\mathcal{P}_{\text{CH}_2} = \frac{2\sigma_H^{\text{diff}}}{2\sigma_H^{\text{tot}} + \sigma_C^{\text{tot}}} \left[1 - e^{-x \frac{\rho_{\text{CH}_2} \mathcal{N}_A}{A_{\text{CH}_2}} (2\sigma_H^{\text{tot}} + \sigma_C^{\text{tot}})} \right]$$

A cette probabilité correspond une fonction de répartition donnée par

$$F(x) = \int_0^x f(x) dx = 1 - e^{-\Sigma x}$$

En conséquence, la profondeur d'interaction x_r est donnée par

$$x_r = -\frac{\ln(1 - \varepsilon)}{\Sigma}$$

où ε est un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1 suivant une loi uniforme.

3.1.3.2 Type d'interaction

Si la section efficace macroscopique d'interaction totale est notée $\Sigma_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n \Sigma_i$, avec i correspondant au type de cible, le noyau subissant l'interaction est donné par l'évaluation des inégalités suivantes :

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_i < \varepsilon \sum_{i=1}^n \Sigma_i < \sum_{i=1}^k \Sigma_i$$

où k correspond au numéro de la cible considérée. Par exemple, si nous considérons un seul type de cible ($n=1$), $\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_1$ et $0 < \varepsilon \Sigma_1 < \Sigma_1$ (avec $0 < \varepsilon < 1$). Dans le cas où deux cibles interviennent, nous avons $\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_1 + \Sigma_2$. Pour une cible 1, les inégalités avec $k=1$ donnent :

$$0 < \varepsilon(\Sigma_1 + \Sigma_2) < \Sigma_1$$

d'où

$$0 < \varepsilon < \frac{\Sigma_1}{\Sigma_1 + \Sigma_2}$$

Pour une cible 2, donc avec $k=2$:

$$\Sigma_1 < \varepsilon(\Sigma_1 + \Sigma_2) < \Sigma_1 + \Sigma_2$$

d'où

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_1 + \Sigma_2} < \varepsilon < 1$$

Par conséquent, selon la valeur de ε , soit la cible 1, soit la cible 2 est sélectionnée.

3.2 MCNPX

Le code MCNP (*Monte-Carlo N-Particles*) [X5 03] est un code de simulation utilisant des méthodes Monte Carlo pour simuler le transport des particules dans la matière. Il est développé par le LANL (*Los Alamos National Laboratory*). L'algorithme de base a été mis au point lors du projet Manhattan durant la seconde guerre mondiale pour servir à la simulation du fonctionnement des armes nucléaires. Il est aujourd'hui couramment utilisé dans des applications plus pacifiques, comme la physique médicale, la neutronique, la radioprotection et la physique des détecteurs. Le code gère notamment les interactions des neutrons thermiques et rapides, des photons et des électrons dans des géométries complexes constituées de divers matériaux.

Entre 1995 et 2000 son extension, MCNPX (X pour *eXtended*), a vu le jour. Celui-ci permet d'intégrer comme domaine d'application à MCNP la physique des particules. Ce code gère donc les particules chargées, notamment les protons et les ions lourds (qui vont spécialement nous intéresser comme particules secondaires détectables par notre capteur CMOS). La version du code que nous avons utilisé est la 2.6f [HMF⁺08].

3.2.1 Anatomie d'une simulation

Une simulation MCNPX doit comporter différents paramètres, détaillés dans le fichier d'entrée de la simulation :

- la géométrie du système expérimental,
- la nature et la densité des matériaux utilisés,

- les bases de données contenant les valeurs des sections efficaces à utiliser (en fonction des matériaux), la dispersion angulaire de la particule lors de son émission, le type d'interaction, ou encore le spectre énergétique de la particule émise,
- la source de particules, avec le type de particules émises, l'énergie (spectre ou monoénergétique), la position et la direction d'émission des particules,
- les grandeurs à déterminer, qui sont appelées des *tallies*.

3.2.2 Grandeurs observables

Ces grandeurs ou tallies sont toutes normalisées dans MCNPX par rapport au nombre de particules primaires émises. Les tallies disponibles sont :

- le nombre de particules traversant une surface (tally F1),
- la fluence de particules à travers une surface (tally F2),
- le libre parcours moyen dans une cellule (tally F4),
- la fluence en un point ou sur un anneau (tally F5),
- le dépôt d'énergie dans une cellule (tally F6),
- le dépôt d'énergie de fission dans une cellule (tally F7),
- la distribution en énergie déposée dans une cellule (tally F8).

Tous ces tallies (qui sont des estimateurs) peuvent être déterminés en fonction de l'énergie incidente de la particule.

Il existe également des *mesh tallies*, qui permettent de voxéliser l'information en maillant la cellule voulue. Ces mesh tallies peuvent permettre notamment de représenter des cartes (2D ou 3D) des doses, flux ou autres quantités dans un détecteur. Un exemple de carte obtenue à l'aide de mesh-tallies est présenté sur la figure 3.2.

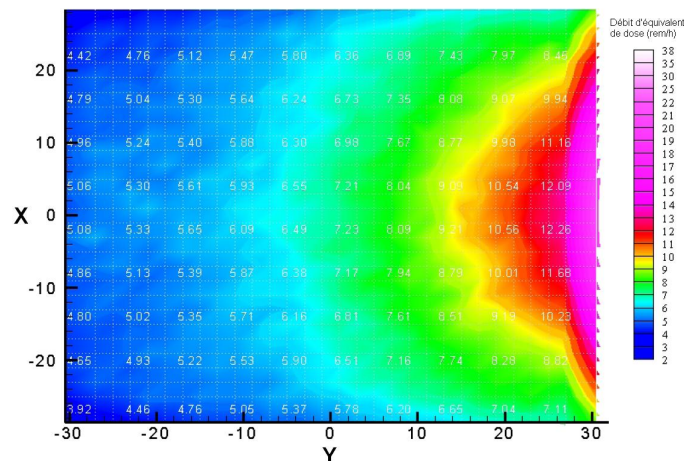


FIGURE 3.2 – Exemple de carte de dose obtenue avec un mesh tally [Bou05].

3.2.3 Modèles physiques

Dans MCNPX, le modèle utilisé est spécifié en ajoutant un suffixe spécifique faisant référence à une base de données au matériau. Pour chaque type de particule et de matériau, une bibliothèque différente peut être spécifiée. Dans notre cas où nous avons principalement travaillé avec des neutrons, nous avons utilisé la librairie LA-150 [CYM⁺99] (qui est la seule à gérer les particules chargées secondaires des neutrons). Cette base de données correspond en fait à la table ENDF/B-VI [BNL09] à laquelle ont été ajoutées des données d'énergie de neutrons comprises entre 20 et 150 MeV. Malheureusement, ni cette base de données, ni aucune autre proposée par MCNPX, ne gèrent l'histoire des particules chargées secondaires des interactions des neutrons avec le ${}^6\text{Li}$ et le ${}^{10}\text{B}$. Ceci constitue un problème pour la partie traitant de la détection des neutrons thermiques, MCNPX ne pouvant donc pas être utilisé. Pour cette raison, un autre code de simulation a dû être choisi pour pallier à la défaillance de MCNPX : le code GEANT4.

Le processus de thermalisation des neutrons est néanmoins pris en compte dans MCNPX, notamment en utilisant la table .60t (endf6.3 [BNL09]) pour bénéficier du traitement dit $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$ [Mac94] : ce traitement illustre la possibilité pour un neutron thermalisé ($E \simeq 25$ meV) d'interagir avec les atomes. Les neutrons thermiques sont sensibles au mouvement de ces atomes, notamment le mouvement de vibration et de rotation de la molécule à laquelle appartient l'atome. La section efficace de la diffusion neutron-atome ainsi que l'énergie et la distribution du neutron diffusé s'en retrouvent modifiés. Pour rendre compte de cet effet, il faut introduire un facteur de correction $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$, qui dépend du transfert d'impulsion α et du transfert d'énergie β entre le neutron et l'atome [Sch00].

3.3 GEANT4

GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*) est un code de simulation Monte Carlo développé par le CERN et utilisant la programmation orientée objet (C++) [Geaa]. Il est utilisé en physique subatomique, physique médicale, physique des accélérateurs et en astrophysique. C'est un des rares codes de simulation Monte Carlo libre. Il est spécialisé dans l'interaction des particules et spécifiquement des photons dans la matière. Dans notre cas, nous avons utilisé la version 9.3.p01 [Gea09].

Tous les outils pour modéliser une simulation GEANT4 correspondent à des classes C++ : géométrie, matériaux, processus physiques, événements, trajectoires, ... Les particules sont générées à partir d'un point source. Le calcul des trajectoires des particules dans la matière se fait suivant les processus physiques qui modélisent les interactions avec le milieu. Un processus décrit la manière et la fréquence d'un type d'interaction spécifique le long de cette trajectoire. Pour

une particule donnée, plusieurs processus sont possibles. Toutes les particules (y compris les secondaires) sont suivies jusqu'à leur arrêt total ("mort"). Les processus physiques de GEANT4 sont décrits par un ensemble de modèles qui décrivent le comportement des particules dans la matière sur une très large gamme énergétique (quelques eV à plusieurs PeV). Ces modèles sont basés sur des données issues soit de la théorie, soit de mesures, soit encore de paramétrisations.

La force de GEANT4 par rapport à MCNPX est sa flexibilité : GEANT4 donne la possibilité d'activer ou désactiver certains processus et d'avoir un contrôle beaucoup plus complet de la simulation. Un autre avantage du code du CERN provient de sa gratuité : le code source est disponible en ligne, il est par conséquent plus facile que dans MCNPX de comprendre les détails de la programmation du code de simulation.

3.3.1 Structure d'une simulation

GEANT4 est constitué de plusieurs catégories de classes (dont la description complète est donnée dans [Geab]). Nous pouvons citer parmi les catégories les plus utilisées dans ce travail :

- La catégorie *Geometry* qui regroupe toutes les classes permettant la construction du système expérimental (matériaux, volumes, ...).
- La catégorie *Processes* qui contient les classes de tous les processus physiques décrivant les interactions des particules avec les matériaux.
- La catégorie *Track* incluant toutes les trajectoires et les pas.
- Les catégories *Event* et *Run* qui gèrent l'ensemble des trajectoires.

Un *run* correspond à un lancement de la simulation, un *event* (événement) au suivi de l'histoire d'une particule source, une *track* à la trajectoire des particules et un *step* au pas entre chaque interaction le long de la trajectoire de la particule.

Une simulation GEANT4 comporte ainsi au moins trois fichiers, qui sont en fait des classes qui héritent de classes pré-conçues dans le code source :

1. Une classe pour la géométrie du détecteur, qui hérite de `G4VUserDetectorConstruction`.
2. Une classe qui correspond à la source de particules, et qui hérite de la classe `G4VUserPrimaryGeneratorAction`. Elle contient les informations de position, de nature (ponctuelle ou étendue), d'énergie ou encore d'angle d'émission de la source.
3. Une classe qui hérite de `G4VUserPhysicsList` et qui génère les processus physiques, et contient également la nature des particules utilisées dans la simulation ainsi que les coupures utilisées.

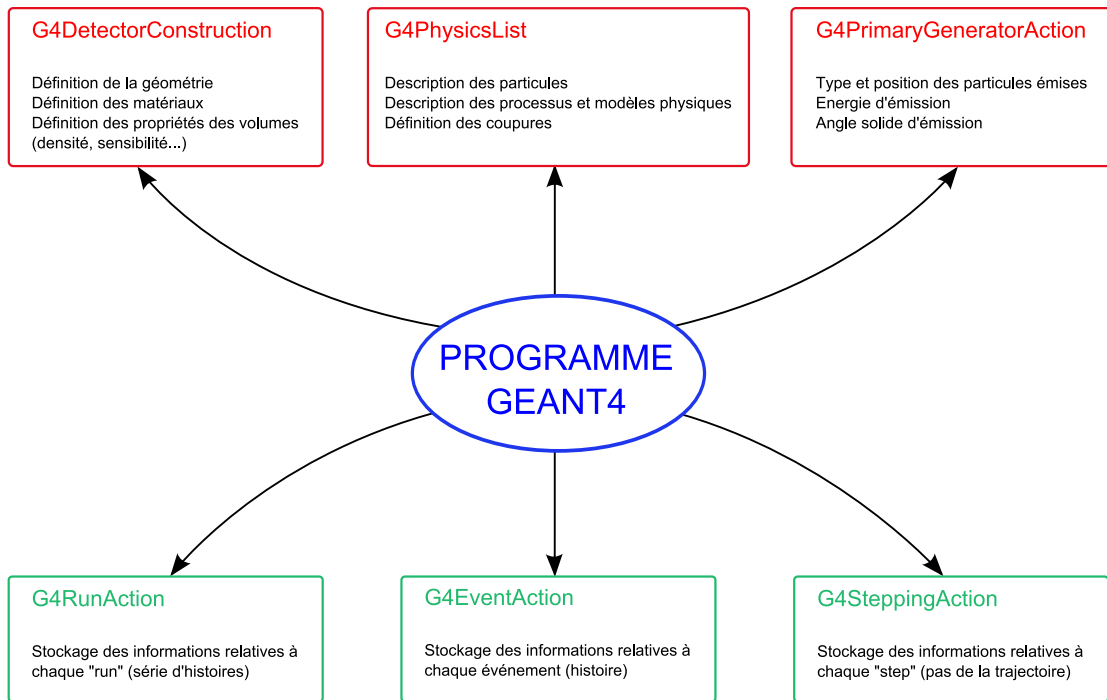


FIGURE 3.3 – Schéma d'un programme de simulation GEANT4.

Des classes optionnelles peuvent être ajoutées afin d'agir directement sur les *run*, *track* ou *step*. Ces classes héritent de `G4UserRunAction`, `G4VUserTrackingAction`, `G4UserEventAction` et `G4UserSteppingAction`. Toutes ces classes sont des classes d'action : elles permettent d'avoir accès à toutes les variables et grandeurs calculées (énergie déposée, énergie cinétique,...). La figure 3.3 montre le schéma d'une simulation GEANT4 (en rouge les trois classes de base, et en vert les classes d'action). Dans notre cas, nous avons également utilisé une autre classe, héritant de la classe `G4VHit`, qui fait une "photo" de l'interaction physique dans une zone sensible du détecteur (la sensibilité des zones d'un détecteur est définie dans la classe de géométrie). Elle permet elle aussi de stocker les informations relatives à l'interaction "photographiée" (énergie déposée, énergie cinétique, position, impulsion, direction,...) à travers la classe `G4HitsCollection`.

3.3.2 Principe

La propagation des particules dans GEANT4 se fait par les pas de calcul et suit deux étapes :

1. Tirage aléatoire pondéré par la section efficace des différents processus possibles au début du pas. Ce tirage permet de choisir quel type de pro-

cessus interviendra durant ce pas.

2. Génération de l'état final (diffusion ou absorption de la particule incidente, création de particules secondaires...).

La longueur d'un pas de calcul est de l'ordre du libre parcours moyen, lui-même relié à la section efficace du processus par :

$$\lambda = \frac{1}{\frac{\rho_{\text{mat}} \mathcal{N}_A}{A_{\text{mat}}} \sigma}$$

3.3.3 Structure des processus physiques

Un processus physique dans GEANT4 représente un type d'interaction physique d'une particule dans un milieu. Une particularité de GEANT4 est que la section efficace différentielle $d\sigma(Z, E, T)/dT$ d'éjection d'une particule secondaire est définie par rapport à l'énergie cinétique transférée à la particule secondaire. Z est le numéro atomique du matériau traversé, E l'énergie de la particule incidente et T l'énergie cinétique de la particule secondaire éjectée. Ainsi la section efficace totale par atome pour éjecter une particule secondaire d'énergie $T > T_{\text{cut}}$ est donnée par :

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \int_{T_{\text{cut}}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} dT$$

où T_{max} est l'énergie maximale pouvant être transmise à la particule secondaire et T_{cut} est l'énergie de coupure (en dessous de laquelle la particule secondaire n'est pas éjectée). La perte d'énergie par unité de longueur est donc donnée par :

$$\frac{dE(E, T_{\text{cut}})}{dx} = \frac{\rho_{\text{mat}} \mathcal{N}_A}{A_{\text{mat}}} \int_0^{T_{\text{cut}}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT$$

Si la perte d'énergie est due à plusieurs processus, elle s'écrit :

$$\frac{dE^{\text{tot}}(E, T_{\text{cut}})}{dx} = \sum_i \frac{dE_i(E, T_{\text{cut}})}{dx}$$

Ce mode de calcul de perte d'énergie permet d'économiser du temps de calcul.

Il existe trois types de processus :

- discret (exemple : diffusion élastique),
- continu (par exemple, la perte d'énergie électromagnétique d'un ion le long de son parcours),
- désintégration.

3.3.4 Modèles utilisés

3.3.4.1 Photons et électrons

Les modèles utilisés pour les interactions électromagnétiques correspondent au package standard de GEANT4 . Il inclue les classes `G4eIonisation`, qui fournit la perte d'énergie continue et discrète des électrons et positrons due à

l'ionisation dans un matériau (la méthode utilisée a été décrite dans le paragraphe précédent) et `G4eBremsstrahlung` qui gère la perte d'énergie par radiation des photons dans le champ du noyau. Concernant les photons, les processus du package standard de GEANT4 comprennent l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires par l'intermédiaires des trois classes `G4PhotoElectricEffect`, `G4ComptonScattering` et `G4Gamma-Conversion`. Il existe également des modèles pour les particules de basse énergie (< 1 GeV) : ceux basés sur la base de données de Livermore [LLN98] et ceux basés sur le code Penelope [SFVS01] (*PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons*). Avant la mise à jour de la version 9.3, la classe utilisée pour les électrons et photons de basse énergie était `G4LowEnergy*`. Celle-ci n'est plus supportée depuis la mise à jour, mais a cependant quand même été testée (même si son utilisation n'est plus recommandée). Les diffusions multiples sont gérées par la classe `G4eMultipleScattering`.

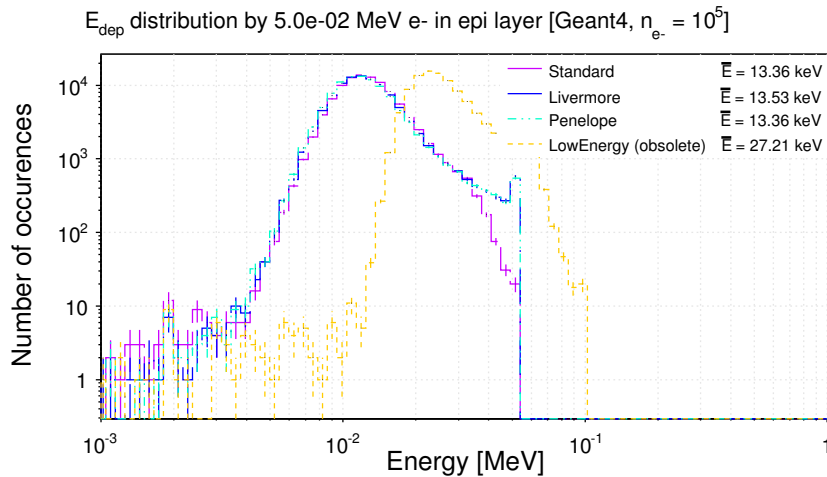


FIGURE 3.4 – Distribution de l'énergie déposée par des électrons de 50 keV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4 .

Les figures 3.4, 3.5 et 3.6 montrent la distribution en énergie déposée obtenue dans la couche épitaxiale du capteur aminci lorsqu'il est exposé à des électrons monoénergétiques d'énergies respectives 50, 500 et 5000 keV. Les différents modèles proposés par GEANT4 sont comparés sur ces courbes (Standard, Livermore, Penelope et le non-supporté LowEnergy). L'ancien modèle LowEnergy surestime clairement le dépôt d'énergie moyen par rapport aux trois autres modèles (aux alentours de 7 keV pour ce modèle contre 3-4 keV pour les autres modèles). Ces derniers sont globalement en bon accord entre eux. Nous notons

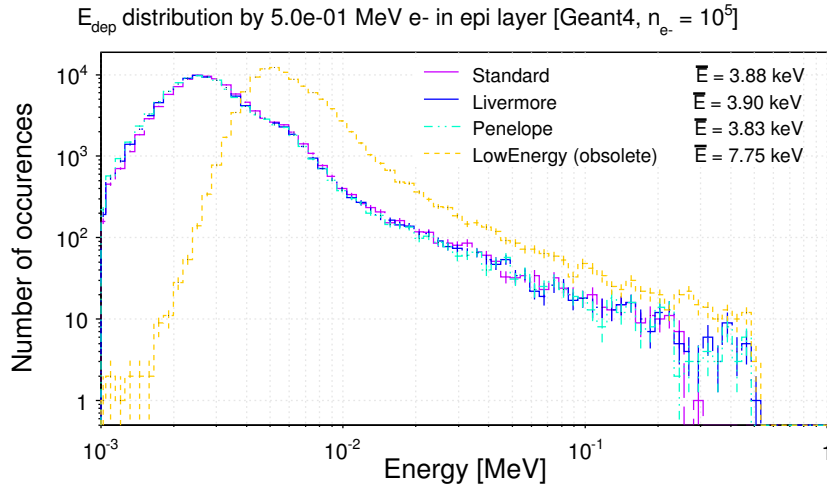


FIGURE 3.5 – Distribution de l'énergie déposée par des électrons de 500 keV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4 .

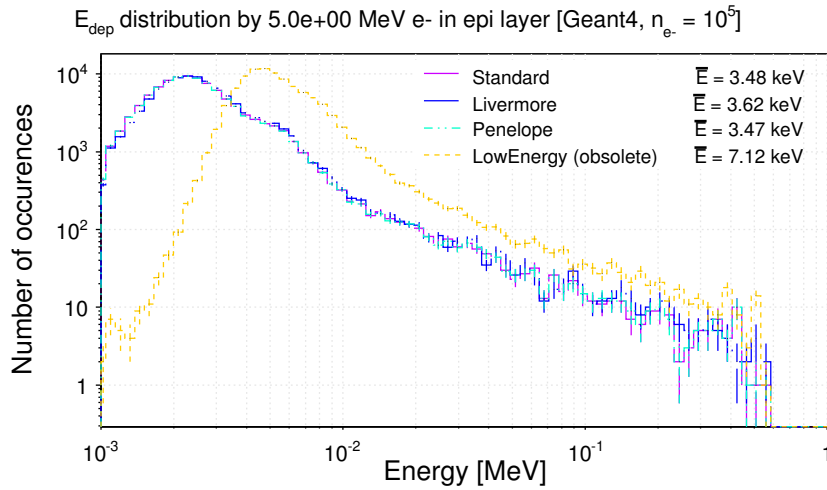


FIGURE 3.6 – Distribution de l'énergie déposée par des électrons de 5 MeV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4 .

cependant que la queue de distribution du package standard n'est plus en si bon accord avec Livermore et Penelope à partir de 500 keV d'énergie incidente. Cet

écart n'est toutefois pas très significatif pour notre application. Par la suite, il a donc été choisi de conserver le package standard proposé par GEANT4.

3.3.4.2 Hadrons et ions

Les hadrons incluent les baryons (y compris donc les protons), mésons et autres particules légères qui ressentent l'interaction forte. Parmi les ions, nous distinguons les légers (α , d, t) et les ions lourds ($Z > 3$). Seuls les processus électromagnétiques sont déclarés dans tous les cas (les interactions inélastiques ou élastiques des ions avec le milieu ne sont pas considérées pour notre application).

Pour les hadrons, la classe `G4hIonisation` fournit la perte d'énergie par ionisation dans le milieu et simule la partie discrète de cette ionisation (les électrons δ produits par les particules chargées). Pour les ions chargés, ce processus est géré par la classe `G4ionIonisation`. La diffusion multiple, comme dans le cas des électrons, est gérée par le modèle par défaut `G4hMultipleScattering` basé sur la théorie de Lewis [Lew50].

Comme dans le cas des électrons, il existe une classe pour les hadrons et ions de basse énergie : `G4LowEnergyIonisation`. Celle-ci utilise différentes paramétrisations pour le calcul du pouvoir d'arrêt (pour $0.01 < \beta < 0.05$) parmi lesquelles nous pouvons citer les tables ICRU49 [ICR93a], Ziegler1977 et Ziegler1985 [ZBL85].

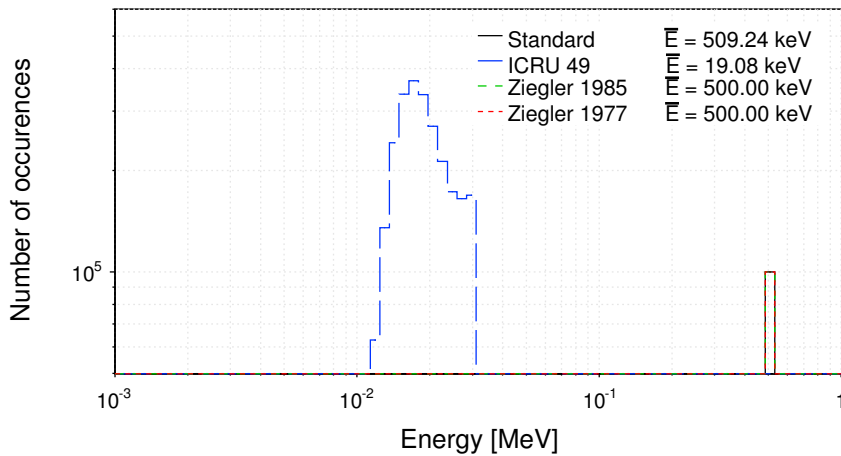


FIGURE 3.7 – Distribution de l'énergie déposée par des protons de 500 keV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4 .

Les figures 3.7, 3.8 et 3.9 montrent les distribution en énergie déposée par des protons monoénergétiques dans la couche épitaxiale pour différents modèles (standard correspond à la classe `G4hIonisation`). Les quatre modèles donnent des résultats similaires (en allure et en énergie moyenne déposée) au dessus de 500 keV, mais pour des protons de cette énergie le modèle de l'ICRU s'écarte totalement des trois autres avec une énergie moyenne déposée de 19 keV contre environ 500 pour les trois autres. Cette paramétrisation n'a donc pas été choisie pour la suite de ce travail. Nous avons par la suite utilisé la classe `G4hIonisation` qui donne des résultats similaires aux modèles de Ziegler.

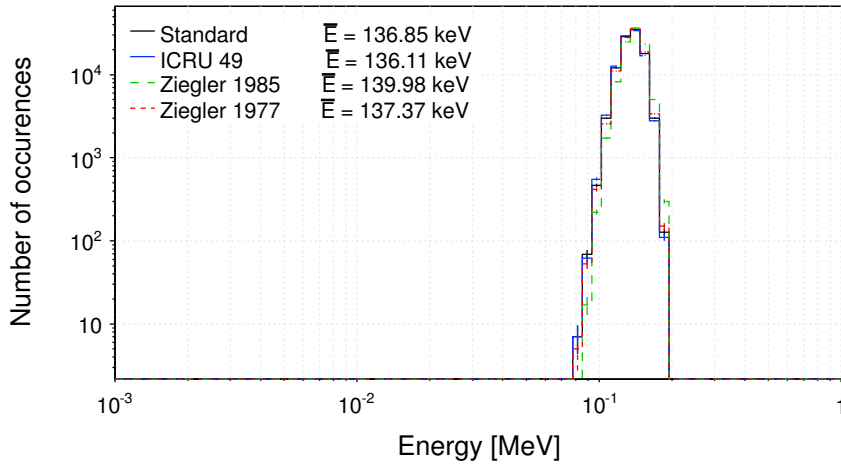


FIGURE 3.8 – Distribution de l'énergie déposée par des protons de 5 MeV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4 .

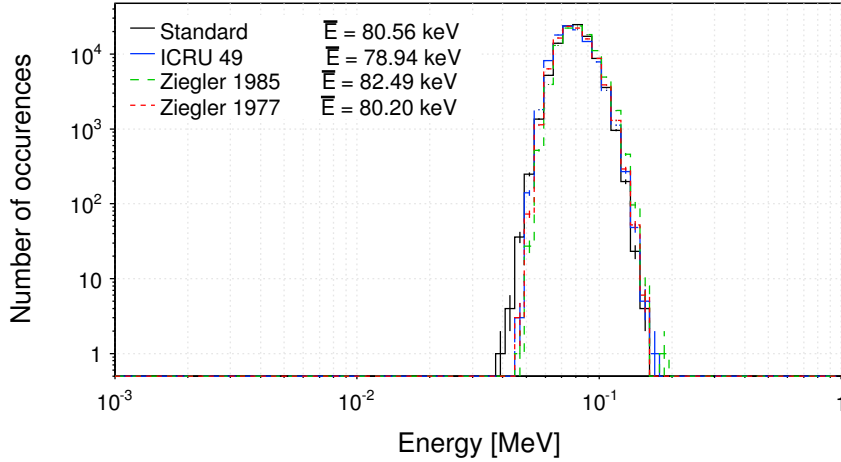


FIGURE 3.9 – Distribution de l’énergie déposée par des protons de 10 MeV dans la couche épitaxiale du capteur obtenue avec GEANT4 .

3.3.4.3 Neutrons

Le suivi des neutrons est quelque chose de relativement nouveau dans GEANT4. Pour ces raisons, il n’existe pas de large choix de bibliothèques de données. Une seule bibliothèque gère le suivi des neutrons dans GEANT4 : *G4NDL* (*Geant4 Neutron Data Library*). Cette base de données correspond en fait à une combinaison de ENDF/B-VI [BNL09] et JENDL (*Japanese Evaluated Nuclear Data Library*) [SIN+11]. Elle contient les sections efficaces, distributions angulaires et autres informations sur l’état final comme la nature de la particule secondaire produite, sa distribution énergétique et angulaire, . . . Elle gère les réactions suivantes :

- Diffusion élastique (n,n) : l’état final est décrit par l’échantillonnage des sections efficaces différentielles $d\sigma/d\Omega$.
- Capture radiative (n, γ).
- Fission (n,FF).
- Diffusions inélastiques (n,np), (n,nd), (n,nt), (n,n³He), (n,n α), (n,nd2 α), (n,nt2 α),

Cependant, la base *G4NDL* est incomplète : il faut utiliser des modèles (à partir de paramétrisations) pour combler ces lacunes (particulièrement pour une énergie de neutrons supérieure à 20 MeV).

Les différentes classes et modèles utilisés sont présentés dans le tableau 3.1.

Il existe également des classes “prêtes à l’emploi” contenant toutes les classes nécessaires au transport des particules d’intérêt. La classe recommandée pour

3.4. VALIDATION DES CODES DE SIMULATION

Processus	$E \leq 20$ MeV (données de G4NDL)	$E > 20$ MeV (modèles)
Diffusion élastique	G4NeutronHPElastic	G4LElastic
Diffusions inélastiques	G4NeutronHPInelastic	G4PreCompoundModel
Capture radiative	G4NeutronHPCapture	G4LCapture
Fission	G4NeutronHPFission	G4LFission

TABLE 3.1 – Classes et modèles utilisés pour la simulation de neutrons dans GEANT4.

les applications liées aux neutrons et les applications dosimétriques à basse énergie est la QGSP_BIC_HP (*Quark Gluon String Physics list using Binary Cascade models and High Precision data*).

3.4 Validation des codes de simulation

Afin de pouvoir comparer les simulations effectuées aux résultats expérimentaux, il est nécessaire de valider les simulations en question à partir de données de référence. Cette étape permet ainsi de vérifier que le code utilisé est adapté à la physique du problème posé. Pour effectuer cette validation, nous avons utilisé différentes données de référence en fonction des particules à traiter :

- Photons : l'atténuation des photons dans la matière a été simulée et comparée avec les données calculées fournies par le NIST (XCOM [BHS⁺05]).
- Particules chargées (électrons, protons, α) : le parcours (et donc indirectement la perte d'énergie) a été déterminé par simulation avec MCNPX et GEANT4 dans divers matériaux et comparés avec les bases de données ESTAR, PSTAR et ASTAR du NIST [BCZC05].
- Neutrons : la validation de la physique des neutrons a consisté en la comparaison de spectres simulés avec des spectres expérimentaux connus (neutrons rapides et thermalisés).

Tous ces tests sont présentés dans les paragraphes suivants.

3.4.1 Test des sections efficaces

Une vérification préalable importante à faire sur les codes de simulation utilisés est de vérifier que les sections efficaces utilisées sont bien celles attendues. La figure 3.10 montre la comparaison des sections efficaces de G4NDL (données neutrons de GEANT4) avec les données tabulées dans la base de donnée JEFF 3.1 [SBB⁺09]. Seules les sections efficaces d'intérêt pour notre application sont présentées ici, à savoir $^1\text{H}(n,n)p$, $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ou encore $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$. Parmi ces sections efficaces, seule celle de diffusion élastique présente des divergences avec les données tabulées : G4NDL sous-estime la section efficace en dessous de 0.1 eV (l'écart peut aller jusqu'à deux ordres de grandeur). Cet écart ne représente

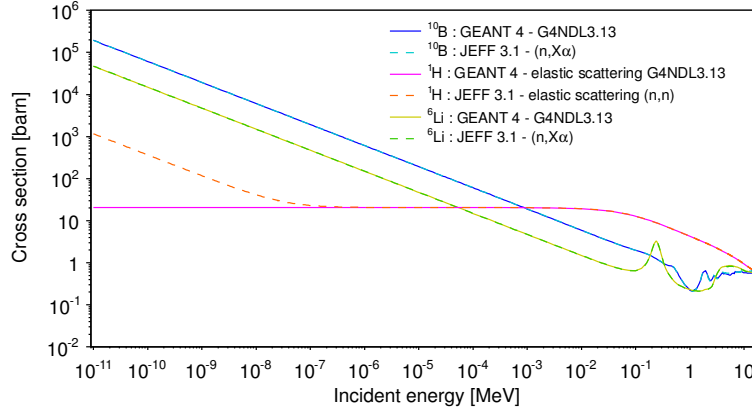


FIGURE 3.10 – Comparaison des sections efficaces tabulées de G4NDL (GEANT4) et de la base de données JEFF 3.1 (JANIS [NNS⁺]).

a priori pas un handicap pour notre application : en effet, à ces énergies thermiques, nous utiliserons plutôt du bore comme convertisseur de neutrons plutôt que du polyéthylène.

3.4.2 Particules chargées et parcours

Nous n'avons comparé les parcours que des particules chargées d'intérêt dans notre application de détection de neutrons, à savoir les électrons à travers la pollution due aux γ , les protons (issus de la diffusion élastique des neutrons rapides dans le polyéthylène) et les α (issus des interactions inélastiques des neutrons thermiques avec le ^{10}B).

Afin d'estimer la pertinence des simulations, nous définissons le χ^2 comme :

$$\chi^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \frac{\left(x_{\text{dat}}^{(i)} - x_{\text{sim}}^{(i)}\right)^2}{\sigma_x^{(i)2}}$$

avec n le nombre de points¹, $x_{\text{dat}}^{(i)}$ le parcours mesuré au point i , $x_{\text{sim}}^{(i)}$ le parcours simulé au point i et $\sigma_x^{(i)} = \sqrt{\sigma_{\text{dat}}^{(i)2} + \sigma_{\text{sim}}^{(i)2}}$ l'incertitude sur la différence des données et des simulations (nous supposons que l'erreur sur les données est égale à celle de la mesure, le NIST ne fournissant pas les incertitudes du parcours). Plus cette valeur sera proche de 1, plus la simulation sera en accord avec les

1. Il s'agit donc en réalité d'un χ^2 par degrés de liberté $n-1$.

mesures. Cependant, l'approximation sur l'incertitude des données nous impose de considérer les résultats obtenus avec prudence. En effet, elle implique que les valeurs de χ^2 montrées sont également des approximations : elles ne sont valables que dans le cadre de notre supposition sur les incertitudes. Elles restent cependant un bon moyen de quantifier l'adéquation de la simulation avec les données.

Electrons

Les figures 3.11 et 3.12 donnent la comparaison du parcours des électrons dans le polyéthylène (matériau convertisseur de neutrons rapide) et le silicium (couche épitaxiale). D'autres matériaux ont été testés et donnent des résultats qualitativement similaires. A première vue, les deux codes de simulation MCNPX et GEANT4 donnent des résultats comparables, avec une allure en accord avec celle des données NIST. En regardant l'écart relatif des simulations par rapport aux mesures, nous constatons que les écarts entre GEANT4 et ESTAR sont beaucoup moins importants que ceux entre MCNPX et ESTAR. Ces écarts fluctuent peu sur l'intervalle en énergie.

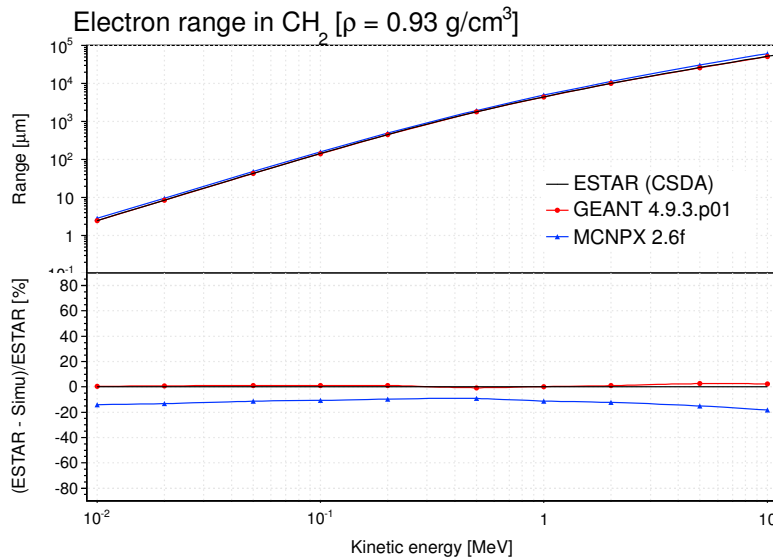


FIGURE 3.11 – Comparaison du parcours des électrons dans le polyéthylène simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ESTAR.

Les valeurs de χ^2 (données dans le tableau 3.2) proches de 1 pour GEANT4 montrent la bonne adéquation entre les données NIST et le parcours simulé par

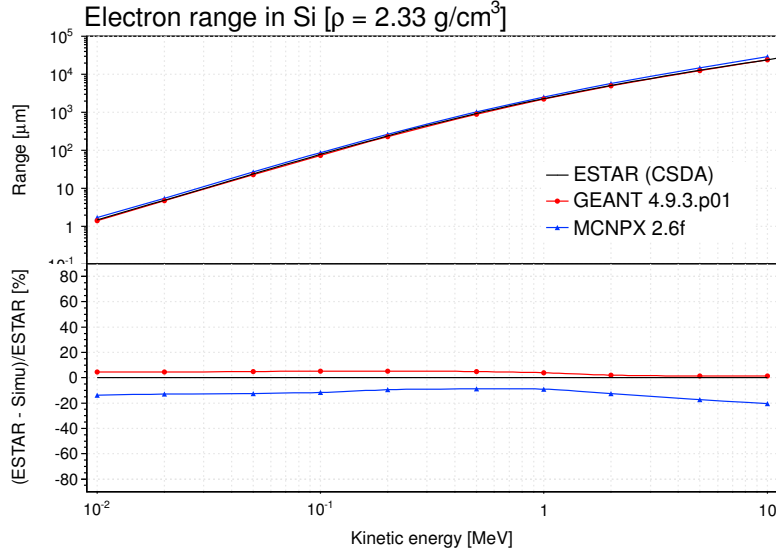


FIGURE 3.12 – Comparaison du parcours des électrons dans le silicium simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ESTAR.

le code. Il n'en est pas de même pour MCNPX, qui présente un χ^2 plus élevé illustratif des écarts importants entre simulation et mesure. GEANT4 peut donc être considéré comme plus fiable que MCNPX sur le transport des électrons, qu'il reproduit mieux.

Protons

Les comparaisons des parcours des protons dans l'air et le silicium sont montrés (à titre d'exemple) sur les figures 3.13 et 3.14. Les deux codes de simulation présentent cette fois des écarts avec PSTAR beaucoup plus importants pour les protons de faible énergie. Ceci provient du fait que le formalisme de Bethe Bloch n'est plus adapté pour décrire le pouvoir d'arrêt d'une particule à basse énergie : il faut faire appel à des paramétrisations issues de données expérimentales (formalisme de Lindhard-Scarff, Anderson-Ziegler, ...).

GEANT4 et MCNPX divergent du parcours tabulé de façon différente : là où GEANT4 va surestimer le parcours à basse énergie (et donc sous-estimer la perte d'énergie), MCNPX va (parfois largement avec des écarts allant jusque 100%) le surestimer. En comparant les valeurs de χ^2 données dans le tableau 3.2, nous constatons que GEANT4 et MCNPX donnent des résultats très similaires et proches de 1 (excepté pour l'air), avec des résultats légèrement meilleurs

3.4. VALIDATION DES CODES DE SIMULATION

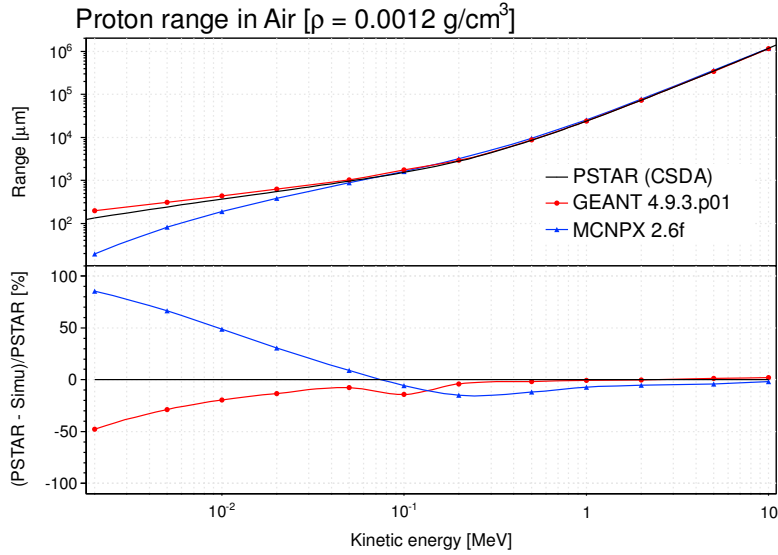


FIGURE 3.13 – Comparaison du parcours des protons dans l'air simulé par MCNP et GEANT4 avec celui donné par PSTAR.

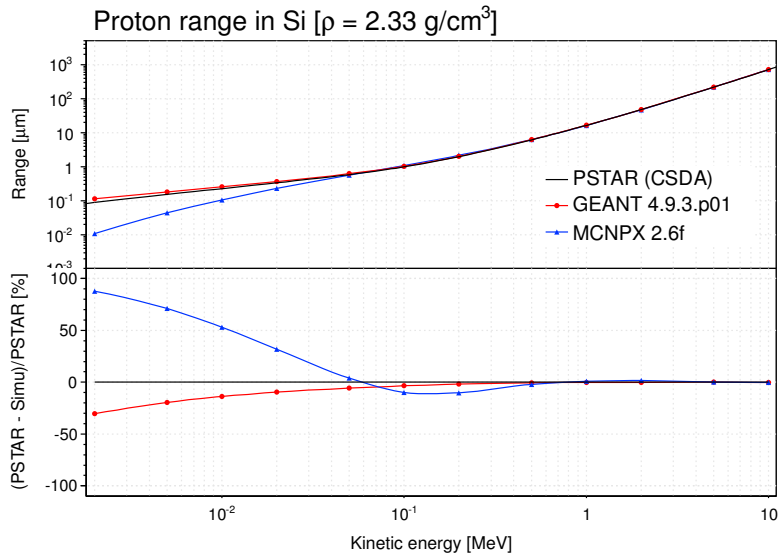


FIGURE 3.14 – Comparaison du parcours des protons dans le silicium simulé par MCNP et GEANT4 avec celui donné par PSTAR.

pour GEANT4 (excepté pour le SiO_2). Les deux codes de simulation reproduisent donc relativement bien les données (principalement à haute énergie) en protons. Cependant, encore une fois, GEANT4 s'avère meilleur que MCNP pour reproduire les données expérimentales. Ceci est plutôt surprenant compte tenu des difficultés connues de GEANT4 à transporter les particules de basse énergie. Les différences observées ne seront cependant pas problématiques pour la suite, les variations significatives entre simulation et expérience apparaissant en-dessous de 100 keV d'énergie incidente (les protons secondaires produits par les neutrons rapides que nous détecterons auront rarement une énergie inférieure à cette valeur).

Particules alpha

Les parcours simulés et tabulés des particules α dans l'air et dans le silicium sont représentés sur les figures 3.15 et 3.16. Des écarts encore plus importants entre les simulations et les données NIST sont observés à basse énergie (jusque 200% pour GEANT4 et 100% pour MCNPX).

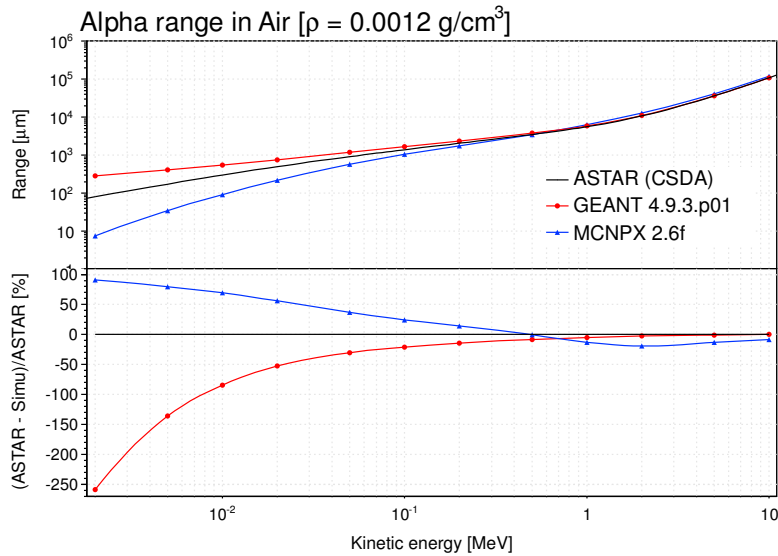


FIGURE 3.15 – Comparaison du parcours des α dans l'air simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ASTAR.

Cette difficulté pour reproduire le parcours des α est illustrée par des valeurs très élevées de χ^2 (tableau 3.2) pour les deux codes (3600 pour les α dans l'air

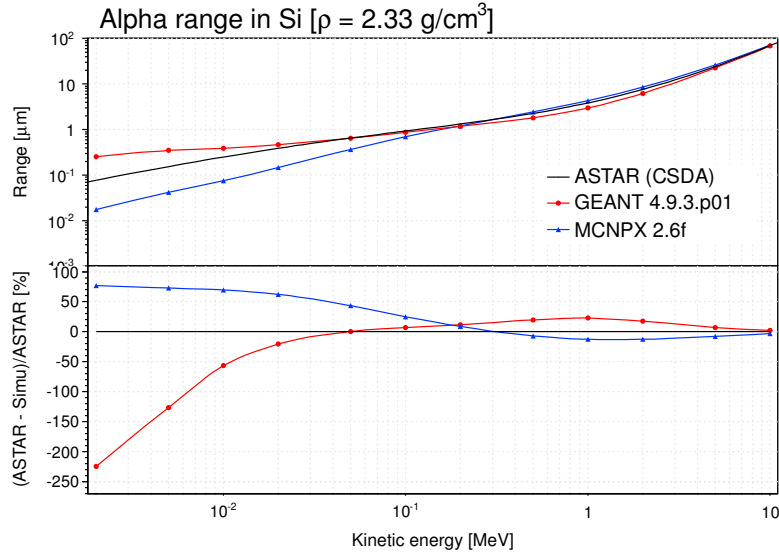


FIGURE 3.16 – Comparaison du parcours des α dans le silicium simulé par MCNPX et GEANT4 avec celui donné par ASTAR.

avec MCNPX , 900 pour le SiO_2 avec GEANT4 ...). Dans ce cas, nous devons appliquer des corrections pour compenser ces différences trop importantes pour être négligées.

Conclusion

Un code de simulation n'est bien évidemment jamais parfait et ne peut donc jamais parfaitement coller aux données réelles. Il faut donc toujours avoir conscience des écarts existant entre simulation et réalité. Dans notre cas, la surestimation ou sous-estimation en fonction du code (GEANT4 ou MCNPX) du parcours dans un matériau donné entraîne un biais de la valeur de l'énergie déposée (variable d'intérêt pour notre application) dans le matériau considéré. Cet écart sera surtout vrai pour des particules de basse énergie ($E < 100$ keV). Dans le cas de la détection de neutrons rapides, ce biais ne nous posera pas trop de problèmes dans la mesure où les protons produits (et détectés) auront pour la majorité une énergie supérieure à 100 keV.

La comparaison des données simulées et expérimentales dans le cas des neutrons thermiques devra se faire avec plus de prudence, la détection de ces neutrons se faisant par l'intermédiaire des α (ceux-ci peuvent avoir des énergies faibles en arrivant sur la couche épitaxiale, selon la quantité de matière traversée). Les écarts de parcours sont en effet plus importants pour les α que pour les protons

et les électrons. Pour corriger cet effet, il faudra par exemple augmenter (ou diminuer, selon l'écart) les épaisseurs de matériaux effectivement traversées. Dans le cas de la détection des neutrons thermiques, nous utiliserons le code GEANT4 (la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ n'étant pas prise en compte par MCNPX) et donc nous devons augmenter les épaisseurs simulées par rapport aux épaisseurs réelles (GEANT4 surestime le parcours des α). Cette correction sera surtout importante pour la couche d'air située entre le convertisseur et le capteur : en effet, les α qui arriveront sur la couche épitaxiale auront une énergie inférieure à 2 MeV, ce qui correspond à un parcours inférieur à 10 μm dans le silicium (figure 3.16), soit la valeur de l'épaisseur de la couche épitaxiale. Tous les α entrant seront donc arrêtés dans cette couche, en y déposant toute leur énergie.

3.4.3 Comparaison de spectres de neutrons

Afin de valider la physique des neutrons simulée par GEANT4 et MCNPX, les spectres de sources bien connus ont été comparés à ceux obtenus par simulation. La figure 3.17 montre la comparaison entre le spectre de la source de (Cf+D₂O) de l'irradiateur Van Gogh avec les deux spectres simulés par GEANT4 et MCNPX² (la sphère d'eau lourde simulée a un rayon de 15 cm, entourée d'une coque de 0.12 cm). GEANT4 sous-estime la modération des neutrons (la partie thermique et intermédiaire du spectre est en effet plus faible que celles du spectre MCNPX et de l'IRSN).

L'écart entre MCNPX et GEANT4 est également illustré par leurs χ^2 respectifs³ (donnés dans la dernière ligne du tableau 3.2) : pour MCNPX, nous obtenons une valeur basse de 0.3 illustrative d'une bonne adéquation avec les données, alors que la valeur élevée de 14.6 pour GEANT4 montre le mauvais accord entre distribution simulée et expérimentale. Cette différence peut s'expliquer par les écarts existants entre les sections efficaces de diffusion élastique de GEANT4 et celles des bases de données (§3.4.1 et figure 3.10). En effet, la modération des neutrons rapides dans la matière se fait principalement par les diffusions élastiques : si la section efficace de ces réactions est sous-estimée, la modération sera moins efficace et la composante thermique et intermédiaire s'en retrouvera diminuée (ce qui est le cas ici). En effet, la méthode Monte Carlo nécessite une normalisation de départ sur la distribution de probabilité, calculée à partir de la section efficace. Si celle-ci est biaisée, le calcul sera faux. Ce problème est plus ou moins attendu, car GEANT4 n'a pas été fait pour la physique des réacteurs nucléaires (et donc pour la modération des neutrons), contrairement à MCNPX.

2. Le traitement $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$ a été utilisé pour MCNPX .

3. L'incertitude sur le spectre expérimental a été fixée à 4.2 % (valeur fournie par l'IRSN).

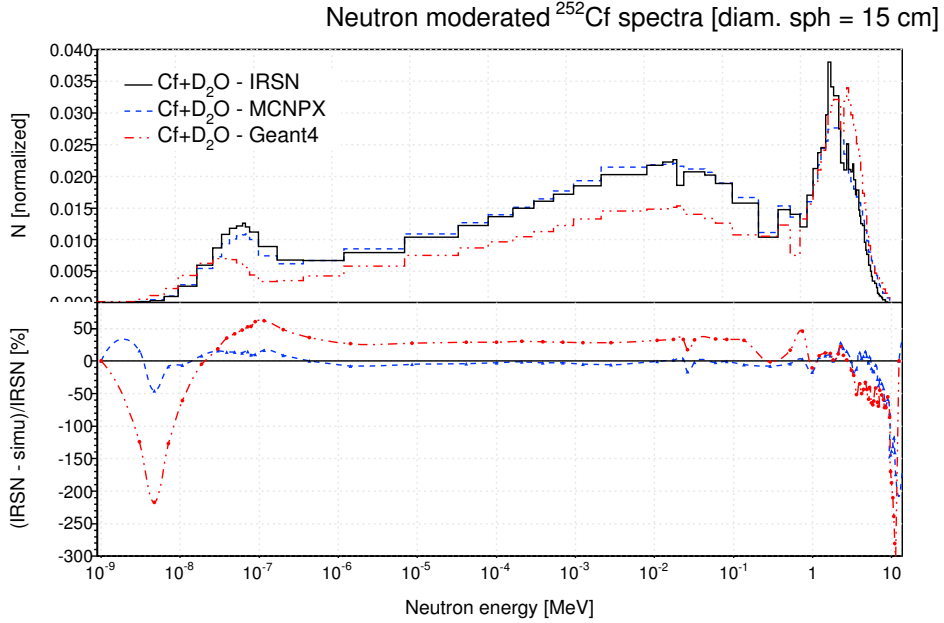


FIGURE 3.17 – Comparaison des spectres tabulés et simulés de la source de californium modérée à l’eau lourde de l’IRSN (irradiateur Van Gogh).

Particules et matériau		GEANT4 (χ^2)	MCNPX (χ^2)
α	Air	20.6	3599.0
	Si	727.1	832.5
	SiO ₂	903.7	113.3
	CH ₂	1269.0	54.8
protons	Air	12.9	13.7
	Si	0.8	1.4
	SiO ₂	3.3	2.3
	CH ₂	50.7	1.0
électrons	Air	0.6	108.9
	Si	0.4	45.9
	SiO ₂	0.5	48.2
	CH ₂	1.4	73.6
neutrons	source Cf+D ₂ O (IRSN)	14.6	0.4

TABLE 3.2 – Valeurs des χ^2/NDF pour les différentes particules chargées dans différents matériaux et les neutrons modérés du Cf+D₂O.

3.4.4 Pour les photons

La validation de la physique des photons s'est faite à l'aide des données mises à disposition par le NIST via leur programme XCOM [BHS⁺05]. Il faut noter que, contrairement à ASTAR, PSTAR et ESTAR, XCOM donne des valeurs calculées (et non mesurées) à partir de sections efficaces. L'efficacité de conversion des photons $\varepsilon_{\text{data}}$ tabulée par XCOM dans un matériau d'épaisseur x est calculée à partir des valeurs du coefficient d'atténuation massique μ_m (fourni par XCOM, en cm^2/g) selon la formule :

$$\varepsilon_{\text{data}} = 1 - e^{-\mu_m \rho x}$$

Elle est ensuite comparée à l'efficacité simulée donnée par $\varepsilon_{\text{sim}} = n_{\gamma \text{ comptés}} / n_{\gamma \text{ in}}$. La figure 3.18 montre les résultats obtenus pour du silicium d'épaisseur 10 μm (équivalent à la couche épitaxiale du capteur).

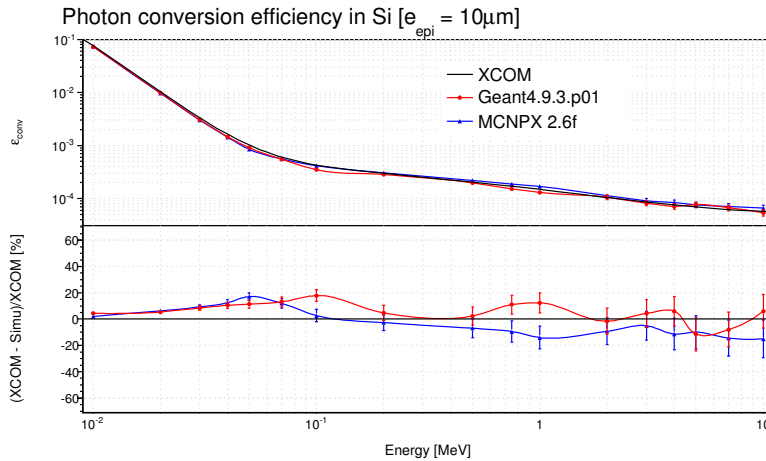


FIGURE 3.18 – Comparaison des efficacités de conversion des photons dans la couche épitaxiale du CMOS (obtenues à partir des valeurs des coefficients d'atténuation totale) données par XCOM (NIST) et par simulations GEANT4 et MCNPX .

D'autres matériaux (d'intérêt pour notre application) ont été testés : le dioxyde de silicium, l'air, le polyéthylène (convertisseur), l'aluminium et le plomb (blindage de la source AmBe). Les épaisseurs ont été choisies pour coller au mieux avec la réalité expérimentale (par exemple, nous avons choisi de simuler le polyéthylène avec une épaisseur de 1 mm, soit la valeur réellement utilisée). Les deux codes de simulation donnent des résultats similaires et en bon accord de forme avec les données tabulées (figures 3.18 et 3.19). Le tableau 3.3 donne

3.4. VALIDATION DES CODES DE SIMULATION

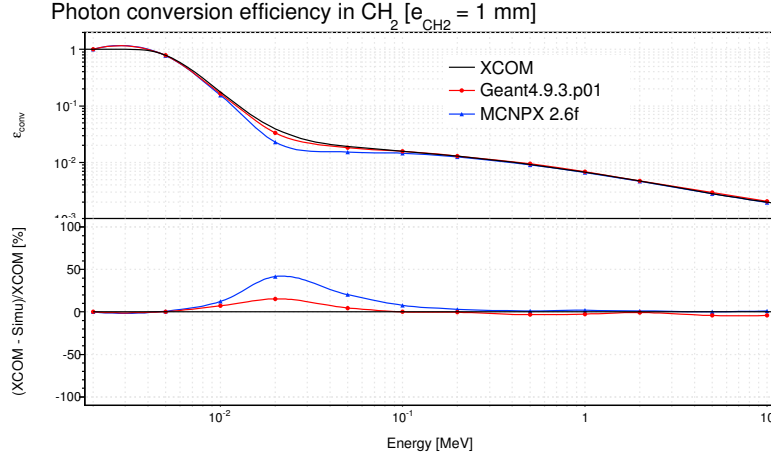


FIGURE 3.19 – Comparaison des efficacités de conversion des photons dans 1 mm de CH_2 données par XCOM (NIST) et par simulations GEANT4 et MCNPX

Matériau	Epaisseur	GEANT4 (χ^2)	MCNPX (χ^2)
Air	10 cm	50.6	1.9
Si	10 μm	4.2	1.1
SiO ₂	6 μm	0.4	7.2
CH ₂	1 mm	4.6	18.2
Al	3 mm	9.7	21.6
Pb	3 mm	2.9	3.7

TABLE 3.3 – Valeurs des paramètres χ^2/NDF illustrant l'adéquation des simulations avec les données calculées par XCOM.

les valeurs du χ^2 (comme fait dans le paragraphe § 3.4.2) pour chaque code de simulation et pour les matériaux testés. Le NIST ne fournissant pas les incertitudes sur les données XCOM, elles ont ici encore été estimées comme étant égales à celles des simulations. Les résultats présentés dans le tableau montrent que les deux codes de simulation donnent également des résultats similaires en terme d'adéquation avec les données : les valeurs des χ^2 sont globalement basses, avec quelques exceptions. MCNPX semble moins bon que GEANT4 sur l'atténuation des photons dans le polyéthylène et dans l'aluminium, alors que GEANT4 est à la peine pour reproduire les données dans l'air. Si nous regardons de plus près le comportement des simulateurs dans le polyéthylène, par exemple (sur la figure 3.19), nous constatons que les deux codes pèchent de la même façon : ils surestiment tous les deux l'efficacité de conversion entre 10

keV et 100 keV d'énergie incidente.

Au final, la différence entre les deux codes n'est pas très importante, même si en moyenne GEANT4 semble meilleur que MCNPX pour le transport des électrons (excepté dans l'air).

3.4.5 Conclusion sur la validation

Les tests pour valider les simulations ont montré que les codes proposés (GEANT4 et MCNPX) étaient capables de reproduire les données avec une réussite relative. Chaque code présente des avantages sur l'autre dans certains domaines précis, par exemple MCNPX est plus adapté à la modération des neutrons pendant que GEANT4 traite mieux le transport des électrons et des protons. Le transport des α est certainement le point le plus problématique, étant mal géré par les deux codes. Il nous faut donc corriger les biais induits par le simulateur choisi en jouant notamment sur l'épaisseur de matériau traversé : si le parcours d'une particule est surestimé par le simulateur choisi, nous devons augmenter l'épaisseur de matériau simulé par rapport à la réalité pour compenser cet effet.

3.5 Comparaison MCNPX/GEANT4

Une fois cette étape de validation terminée, nous pouvons plus en détail comparer GEANT4 et MCNPX en adaptant les simulations à nos expériences. La variable qui nous intéresse le plus dans notre application étant l'énergie déposée (c'est ce dépôt d'énergie qui est récupéré par les pixels du capteur), nous avons regardé sa distribution dans la couche épitaxiale du capteur pour différentes particules incidentes. Nous ne présentons ici que les comparaisons des distributions d'énergie déposée pour les neutrons (rapides et thermiques).

3.5.1 Neutrons rapides

Dans le cas des neutrons rapides, le convertisseur de 1 mm de polyéthylène a été ajouté à la géométrie de base du capteur. La source simulée est celle d'AmBe de l'IPHC. La figure 3.20 montre les distributions d'énergie déposée par des protons de recul dans la couche épitaxiale du capteur données par les codes GEANT4 et MCNPX. Les deux codes donnent des résultats similaires, avec des efficacités de détection de neutrons $\varepsilon_n = n_{\text{coups}}/n_n \text{ incidents}$ de $(1.09 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ pour MCNPX et $(1.15 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ pour GEANT4. Au vu des incertitudes (statistiques seulement), ces résultats sont compatibles : les deux codes peuvent donc être utilisés de la même façon pour la détection des neutrons rapides par protons de recul.

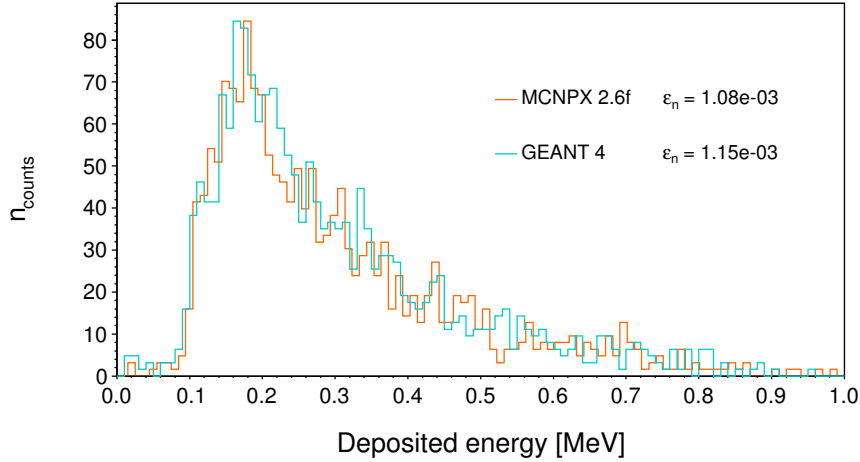


FIGURE 3.20 – Énergie déposée par des protons de recul des neutrons de la source AmBe dans la couche épitaxiale simulées avec MCNPX et GEANT4 .

3.5.2 Le cas des thermiques

Comme il a été dit au § 3.2.3, MCNPX ne gère pas la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Il n'est donc pas possible a priori d'utiliser ce code pour la détection de neutrons thermiques. Cependant, MCNPX donne tout de même le nombre de réactions inélastiques ayant eu lieu dans un matériau donné (par exemple, le convertisseur au bore 10). De plus, nous pouvons considérer que les α sont créés dans le bore de façon isotrope. Connaissant leur énergie initiale (ils suivent une distribution donnée dans le tableau 1.2 du chapitre 1, § 1.1.6.2), nous pouvons imaginer une simulation en deux parties : une première pour déterminer le nombre d'interactions dans le bore et une deuxième simulant une source étendue de particules α intégrée dans le convertisseur boré avec un nombre de particules produites égal au nombre d'interactions précédemment calculé. De cette façon, nous avons obtenu la distribution d'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les α montrée dans la figure 3.21 en orange. La source choisie est celle de californium modérée Cf+D₂O du LMDN/IRSN. Elle est comparée à la distribution d'énergie déposée obtenue par GEANT4 (qui gère les interactions inélastiques des neutrons). Les deux codes donnent des allures de distribution similaires, et des efficacités de détection de $(6.10 \pm 0.11) \times 10^{-4}$ pour MCNPX et $(5.34 \pm 0.11) \times 10^{-4}$ pour GEANT4. Ces deux résultats sont difficilement compatibles si nous ne considérons que les incertitudes statistiques.

Cette différence s'explique par le fait que la simulation MCNPX présente de

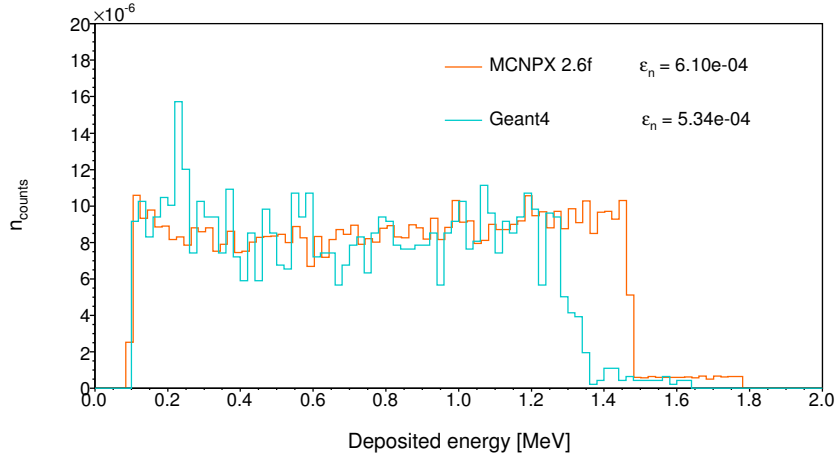


FIGURE 3.21 – Distributions de l'énergie déposée par des α produits par la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ dans la couche épitaxiale simulées avec MCNPX et GEANT4

nombreuses approximations. Par exemple, le nombre d'interactions inélastiques donnés par la première simulation ne correspond pas forcément au nombre de réactions $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ (il peut s'agir d'autres processus, ne produisant pas d' α , par exemple la capture radiative). Un autre point problématique dans MCNPX est la difficulté de simuler les noyaux de ^7Li : en effet, le code semble stopper l'histoire de ces particules en dessous de 1 MeV et il n'est pas possible de changer ce seuil. Or les ^7Li qui arrivent sur la couche épitaxiale auront une énergie encore plus faible que celle des α étant donné que ce sont des particules plus ionisantes (et donc qu'ils perdront plus d'énergie dans les matériaux traversés). Le transport de ces ions n'est donc pas possible avec MCNPX (contrairement à GEANT4). La simulation GEANT4 est donc plus précise et sera par la suite la seule utilisée. Cette comparaison nous permet cependant de nous assurer de la validité de GEANT4 pour le traitement des neutrons thermiques, en vérifiant que ses résultats sont compatibles avec ceux de MCNPX dans la région où ce second code peut être considéré comme fiable.

3.6 Géométrie simulée

Pour les comparaisons des résultats expérimentaux obtenus par irradiation sur la source AmBe (IPHC) avec les simulations, nous avons choisi de simuler une géométrie simplifiée du local où se trouve la source (la géométrie détaillée du local est présentée en annexe C). La raison de ce choix provient du faible

impact de certains éléments de l'environnement sur le résultat final de la simulation. En revanche, la présence ou non de certains éléments peut allonger considérablement le temps de calcul, d'où l'intérêt de ne pas les représenter. Les éléments du calibrateur qui ont été simulés sont les murs du local, le cube de polyéthylène dans lequel est stockée la source et le tube en aluminium par lequel sort la source. Toutes ces simulations ont été faites avec MCNPX.

3.6.1 Simulation du cube

Le cube⁴ dans lequel est stockée la source a été simulé afin de mesurer son impact sur les mesures à 15 cm de la source (les murs du local n'ont pas été simulés). Le résultat est présenté sur la figure 3.22. Cette figure montre clairement l'apparition d'une composante de neutrons rétrodiffusés par le cube dans la zone d'énergie thermique et épithermique (entre 1 meV et 1 keV). La proportion de cette composante sur le spectre final s'élève cependant seulement à 0.4%. La composante rapide quant à elle garde la même allure et les mêmes proportions dans les deux configurations.

L'effet du cube sur le spectre final à 15 cm de la source n'est donc pas si-

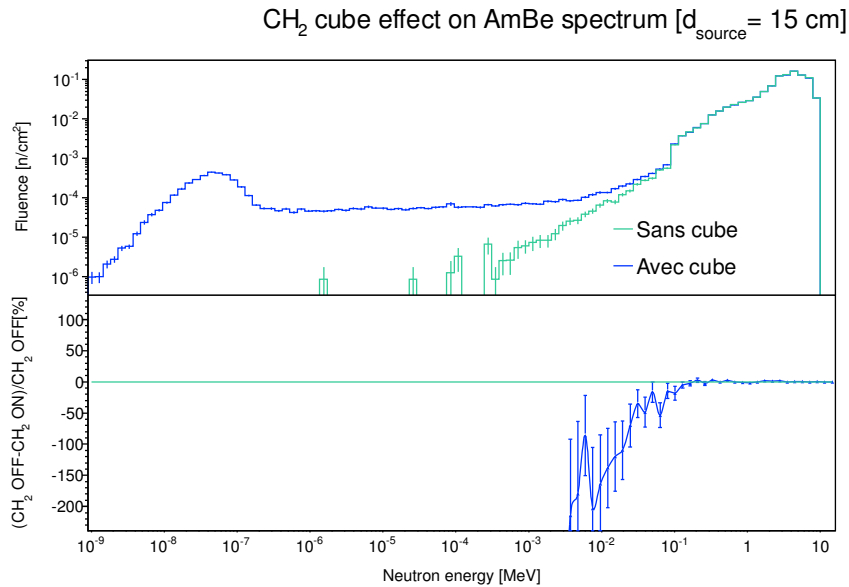


FIGURE 3.22 – Spectres en énergie de la source AmBe à une distance de 15 cm simulés avec MCNPX, avec et sans cube de polyéthylène.

gnificatif, particulièrement du point de vue de la composante rapide (qui nous

4. Les dimensions utilisées sont $84 \times 84 \times 84 \text{ cm}^3$

intéresse particulièrement puisque la source AmBe a principalement été utilisée pour les tests en neutrons rapides). Il n'est donc pas forcément utile de le simuler. Cependant, étant donné que sa prise en compte n'engendre pas d'augmentation significative du temps de calcul, il a été décidé de le garder dans les simulations.

3.6.2 Intérêt de la simulation du local d'irradiation

Dans un deuxième temps, les murs de béton du local dans lequel se trouve la source ont été simulés afin d'estimer l'impact des neutrons rétrodiffusés par ces murs⁵. La figure 3.23 montre les spectres de neutrons à 15 cm de la source (distance à laquelle les mesures en AmBe ont été effectuées) avec et sans murs. Nous pouvons voir que l'impact des murs sur les neutrons rétrodiffusés est minime : la proportion de neutrons thermiques dans le spectre passe de 0.4% sans les murs à 0.8% avec les murs, ce qui est logique vu la distance que le capteur était placé à 15 cm de la source, donc loin des murs (à 1.80 m). La composante rapide quant à elle n'est quasiment pas impactée. Par conséquent, il a été décidé de ne pas simuler cet aspect du local, la simulation des murs en béton étant particulièrement gourmande en temps de calcul.

Il faut cependant noter que pour des distances à la source plus importantes, l'effet des murs n'est plus négligeable : plus la distance augmente (et donc, plus le détecteur se rapproche du mur), plus la composante de neutrons rétrodiffusés augmente. Si nous avons travaillé à plus grande distance, il aurait donc fallu prendre en compte cet aspect dans nos simulations. La figure 3.24 montre les spectres obtenus par simulation à des distances de 75, 110, 145, 180 et 215 cm⁶. Ces spectres présentent une composante de neutrons rétrodiffusés plus importante qu'à 15 cm de la source, il n'est donc plus possible de s'affranchir de la présence des murs dans la simulation pour un travail à ces distances.

Nous pouvons comparer les valeurs des débits de fluence de neutrons simulés obtenus pour ces distances à celles mesurées par l'UAB grâce au tableau 3.4. Nous constatons le bon accord entre simulation et mesure. Ce point peut être considéré comme une dernière validation de nos simulations par rapport à la réalité expérimentale.

5. Les dimensions simulées du local sont de $404 \times 413 \times 386$ cm³ avec des épaisseurs de murs de 1 m.

6. Ces distances sont celles utilisées par l'UAB pour la caractérisation de notre source (chapitre 2, § 2.3.4.1).

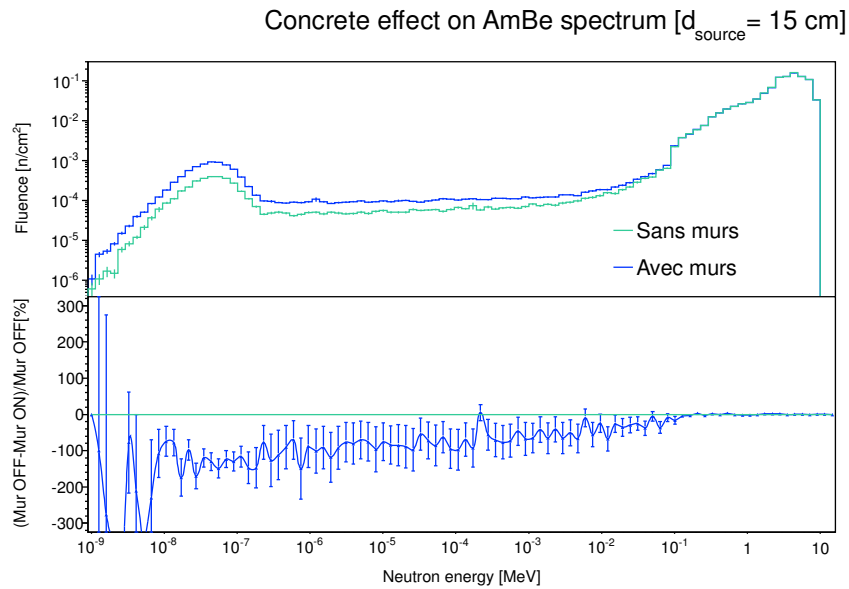


FIGURE 3.23 – Spectres en énergie de la source AmBe à une distance de 15 cm simulés avec MCNPX , avec et sans murs de béton.

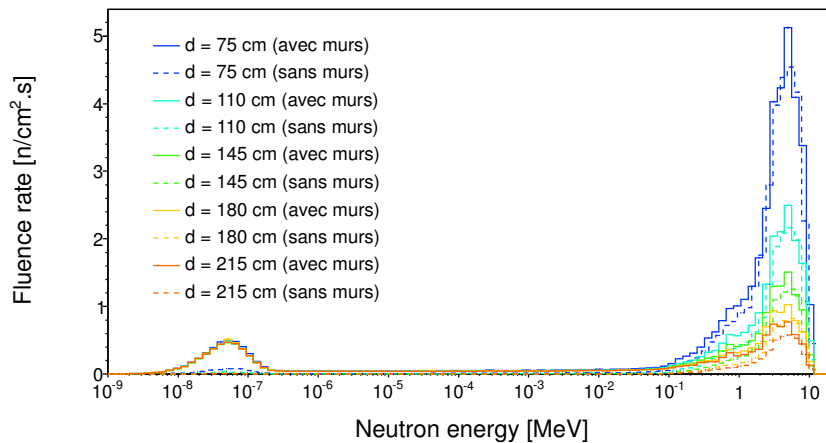


FIGURE 3.24 – Spectres en énergie de la source AmBe pour différentes distances simulés avec MCNPX , avec et sans murs de béton.

d (cm)	ϕ_{UAB} (n.cm ⁻² .s ⁻¹)	ϕ_{mcnpX} (n.cm ⁻² .s ⁻¹)
75	41.03 ± 1.85	40.83 ± 1.82
110	23.64 ± 1.06	24.17 ± 1.07
145	17.20 ± 0.77	17.65 ± 0.79
180	15.26 ± 0.69	14.73 ± 0.66
215	13.45 ± 0.61	13.00 ± 0.58

TABLE 3.4 – Comparaison des flux de neutrons mesurés par l’UAB et calculés par simulation MCNPX.

3.7 Modération de la source AmBe

Il était envisagé d’utiliser la source AmBe disponible à l’IPHC pour des expériences en neutrons thermiques, en utilisant des sphères de polyéthylène pour la modération des neutrons rapides. Dans ce contexte, des simulations ont été effectuées pour déterminer quelle diamètre de sphère serait optimal pour la thermalisation et quel spectre était attendu en sortie de sphère. Les figures 3.25 et 3.26 montrent la géométrie simulée dans GEANT4 et MCNPX.

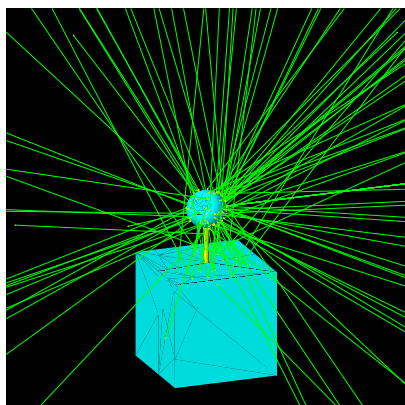


FIGURE 3.25 – Visualisation GEANT4 de la géométrie du calibrateur avec une sphère modératrice en polyéthylène.

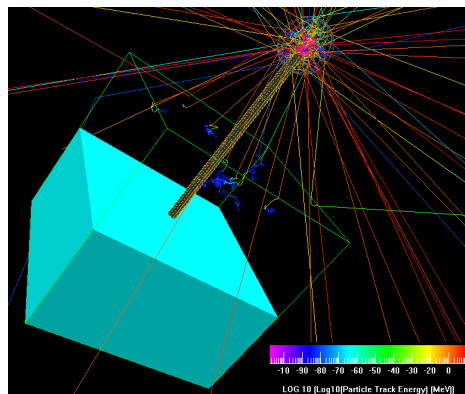


FIGURE 3.26 – Visualisation par le logiciel Moritz de la géométrie du calibrateur avec sphère de polyéthylène donnée par le code MCNPX.

3.7.1 Choix du code de simulation

La figure 3.27 montre les spectres de neutrons en sortie d’une sphère de polyéthylène de diamètre 8 pouces (20.32 cm) donnés par MCNPX et GEANT4. Dans le cas des simulations MCNPX, deux cas ont été testés : avec et sans traitement $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$. Les trois spectres ont des allures similaires, mais présentent des écarts non

négligeables particulièrement dans la zone d'énergie des neutrons thermiques (entre 1 meV et 1 eV). La simulation MCNPX avec traitement $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$ sera a priori la plus proche de la réalité. Les écarts relatifs entre les deux simulations sans traitement $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$ sont très importants dans la zone d'énergie thermique : GEANT4 présente des différences allant facilement jusqu'à 200% avec MCNPX (+ $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$). La simulation MCNPX sans traitement montre également des écarts élevés avec $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$, mais ils sont de moindre importance comparés à ceux de GEANT4 .

De plus, l'étape de validation des simulations a montré que MCNPX était plus

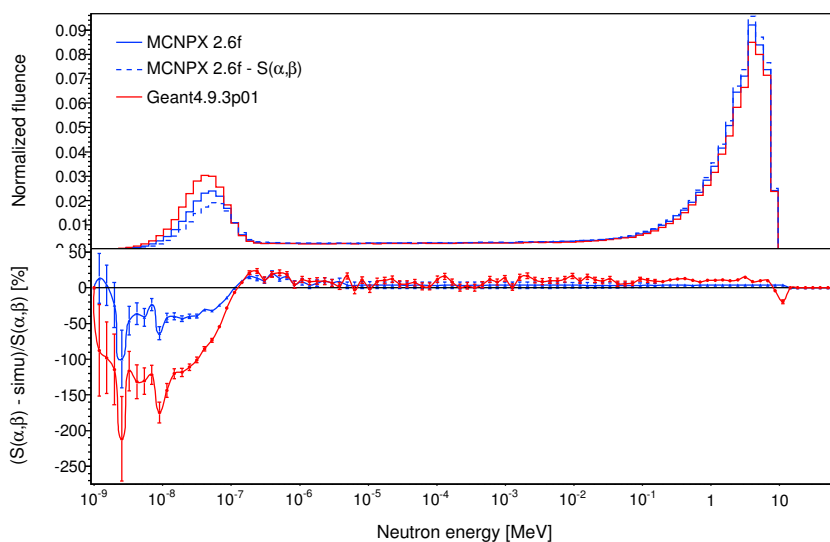


FIGURE 3.27 – Spectres d'une source AmBe modérée par une sphère de polyéthylène de 8 pouces de diamètre obtenus par simulations MCNPX et GEANT4.

fiable que GEANT4 pour modéliser la modération des neutrons rapides (figure 3.17, § 3.4.3). Ainsi, pour la détermination de la sphère de diamètre optimal, nous n'avons plus utilisé que le code MCNPX avec le traitement $\mathcal{S}(\alpha, \beta)$.

3.7.2 Optimisation de la sphère modératrice

Les simulations ont été effectuées en simulant l'environnement du calibrateur comme décrit dans le § 3.6. Les spectres résultant sont présentés sur la figure 3.28. Ils montrent l'apparition progressive (au fur et à mesure de l'augmentation du diamètre de sphère) d'une composante thermique dans le spectre de

3.7. MODÉRATION DE LA SOURCE AMBE

neutrons. La composante rapide tend logiquement à diminuer avec l'augmentation de la modération.

La comparaison des fluences des neutrons rapides et thermiques est montrée

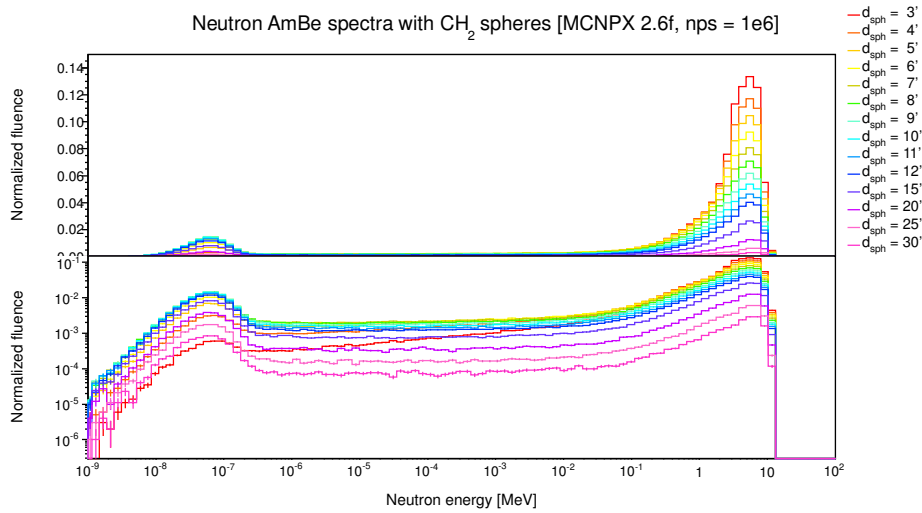


FIGURE 3.28 – Spectres en énergie d'une source AmBe modérée par des sphères de polyéthylène de diamètres différents simulés par MCNPX.

sur la figure 3.29. Cette dernière figure montre que la sphère donnant la fluence de thermiques la plus importante est celle ayant un diamètre de 8 pouces. Cependant, le flux de neutrons rapides n'est pas le plus faible pour cette sphère, le rapport $\phi_{\text{therm}}/\phi_{\text{fast}}$ devenant maximal (~ 0.35) à partir d'un diamètre de 11 pouces. Ce rapport reste stable jusqu'à des valeurs élevées de diamètres, car pour ces valeurs les deux flux rapides et thermiques décroissent. Il nous faut donc choisir un diamètre de sphère donnant une proportion de neutrons thermiques maximale tout en ayant une valeur raisonnable du rapport $\phi_{\text{therm}}/\phi_{\text{fast}}$. Dans ces conditions, la sphère de 8 pouces de diamètre a été choisie comme la plus optimale.

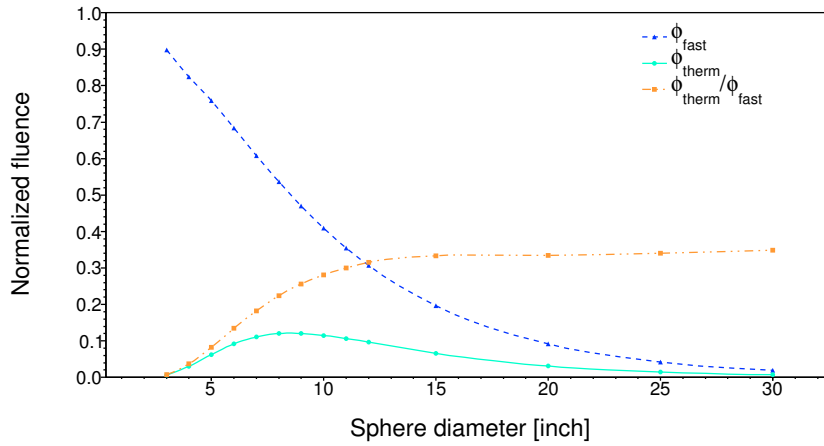


FIGURE 3.29 – Comparaison des fluences des neutrons rapides et thermiques pour les différents diamètres de sphères.

3.8 Conclusion

L'étude préliminaire des différents simulateurs a permis de montrer qu'il fallait être prudent avec les simulations et bien avoir conscience des limitations de chaque code concernant la physique à reproduire. Dans les cas où le code reproduit mal les données de référence, il faut utiliser des corrections adéquates pour compenser le biais induit par la simulation. Ce sera particulièrement le cas dans les simulations de transport de particules α .

Caractérisation du capteur

L'homme de science le sait bien, lui, que seule la science, a pu, au fil des siècles, lui apporter l'horloge pointeuse et le parcètre automatique sans lesquels il n'est pas de bonheur terrestre possible.

P. Desproges

Sommaire

4.1	A propos du bruit	124
4.2	Exposition aux particules α	125
4.2.1	Simulations MCNPX	125
4.2.2	Résultats expérimentaux	128
4.2.3	Étalonnage en taux de comptage	129
4.3	Transparence γ	130
4.3.1	Sensibilité aux photons	131
4.3.2	Mesures en champ mixte $^{241}\text{AmBe}$	138
4.4	Réponse en fonction de la position du détecteur . .	152
4.4.1	Efficacité en fonction de la distance	152
4.4.2	Réponse angulaire	153
4.5	Mesures sur une source de ^{252}Cf	157
4.6	Réponse aux électrons β	158

4.7 Bilan des mesures 161

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux ainsi que leur interprétation, notamment pour les neutrons rapides. Des irradiations préliminaires ont été effectuées avec une source étalonnée de particules α (^{241}Am) afin d'étalonner le capteur en taux de comptage. Une part importante de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la transparence γ du capteur, ce point étant essentiel pour la réalisation d'un futur dosimètre neutrons.

4.1 A propos du bruit

Comme il a été expliqué dans le chapitre 2 (§ 2.4.1), toute mesure est précédée d'une acquisition en l'absence de source (acquisition de bruit). Elle nous permet de déterminer la carte des pixels bruyants, mais également le nombre de faux positifs comptés par l'algorithme de reconstruction des clusters. La figure 4.1 montre la distribution en charge ADC de ces faux positifs pour une acquisition de 5 minutes. Pour ce temps, nous comptons environ une centaine de faux événements avec une charge pouvant s'étendre jusque 60 coups ADC et avec une charge moyenne d'environ 37 ADC.

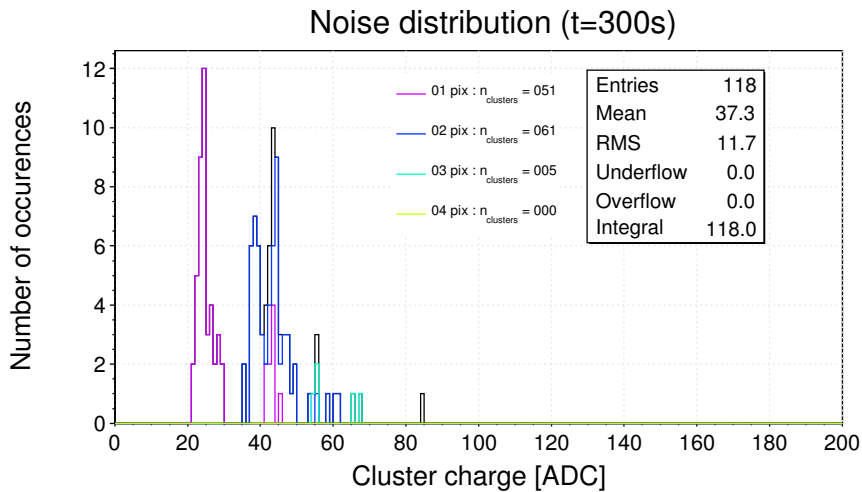


FIGURE 4.1 – Distribution du bruit du capteur pour une acquisition de 5 minutes.

La multiplicité (nombre de pixels touchés dans un cluster) de ces faux événements est très basse (elle ne dépasse pas 3 pixels touchés, 43% des faux positifs ayant une multiplicité 1 et 52% une multiplicité 2).

Pour s'affranchir de ce bruit uniquement dû à l'algorithme de reconstruction,

une coupure peut être appliquée sur la charge. Dans le cas de mesures en α , les particules observées étant très ionisantes, les faux événements devraient être clairement séparés du signal. Cependant, il n'en sera pas de même pour les mesures en photons : les électrons produits par l'interaction des γ avec le silicium étant faiblement ionisants, leur charge ne sera pas suffisante pour être clairement discriminée du bruit. Une coupure en multiplicité ne peut pas être envisagée non plus, puisque de nombreux clusters d'électrons seront monopixels ou à deux pixels. Il a donc été décidé de couper le signal par défaut à 30 ADC (valeur qui permet de s'affranchir de près de 50% du bruit sans perdre trop de signal) et de soustraire les faux positifs restants du nombre total de coups observés. Ce choix est cohérent avec notre critère d'acceptation d'un pixel siège (rapport signal-à-bruit supérieur à 5) et une valeur moyenne de bruit des pixels de 5 ADC.

Cette coupure sera par la suite systématiquement appliquée (sauf mention contraire).

4.2 Exposition aux particules α

Avant les mesures en neutrons, une série d'expériences sur source α ont été menées, dans le but de calibrer le capteur en taux de comptage. Pour ce faire, nous avons utilisé une source ^{241}Am d'activité 22.3 kBq sur 2π (décrite dans le chapitre 2, § 2.3.2). Cette source a été choisie car son activité était bien connue. De plus, elle est émettrice α ($E_\alpha \sim 5.5$ MeV), particules très ionisantes et donc facilement détectables : elle était donc une candidate idéale pour un étalonnage. Les mesures ont été effectuées à 4 distances de la source : 1.5, 2, 2.5 et 3 cm. Le dispositif expérimental est montré sur les photos 4.2 (tonneau dans lequel se situe la source) et 4.3 (pied sur lequel sont montés la source et le capteur et permettant un réglage de la distance avec une précision de 0.05 cm).

4.2.1 Simulations MCNPX

Tous les résultats expérimentaux ont été confrontés à des simulations faites avec MCNPX. Comme il a été montré dans le §3.4.2 (chapitre 3), MCNPX surestime le parcours des α dans l'air (figure 3.15) : afin de corriger cet effet, il faut donc augmenter l'épaisseur de la couche d'air traversée dans la simulation pour compenser la surestimation. L'écart relatif du parcours pour des particules α dans la plage d'énergie entre 1 et 5 MeV est environ de 13%. Ceci nous permet de calculer les distances de travail corrigées pour la simulation, qui sont 1.8, 2.3, 2.8 et 3.6 cm.

La figure 4.4 montre les distributions des énergies des particules α entrantes et sortantes de la couche épitaxiale du capteur. L'importante absorption dans l'air implique que les particules α arrivent sur le capteur avec une énergie inférieure à celle qu'ils ont initialement. Cependant, pour les trois premières distances,

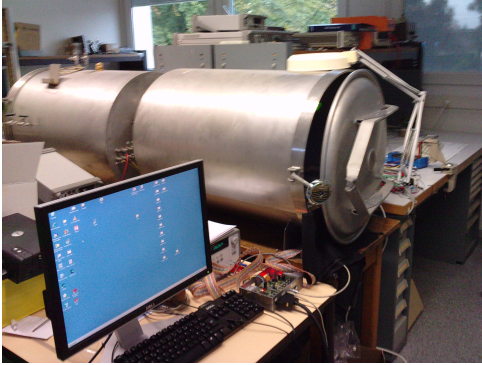


FIGURE 4.2 – Vue du tonneau contenant la source α d' ^{241}Am (au premier plan, l'ordinateur pilotant l'acquisition).

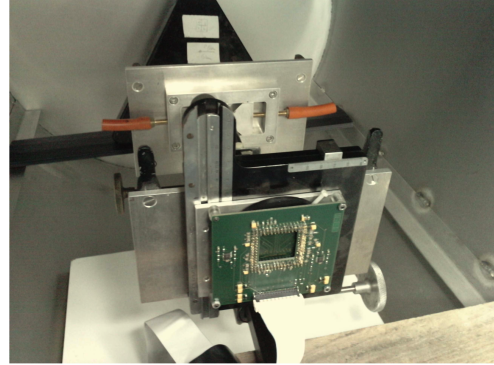


FIGURE 4.3 – Photo du capteur sur sa carte support fixée sur le pied utilisé pour le réglage de la distance source-capteur.

les particules α arrivant sur le capteur n'ont pas perdu suffisamment d'énergie pour être totalement arrêtés dans la couche épitaxiale. Ces α ne déposeront donc pas la totalité de leur énergie dans le capteur. Dans le cas des mesures à 3 cm (3.6 dans la simulation), les particules α incidentes n'ont pas assez d'énergie pour traverser le capteur et vont donc déposer toute leur énergie dans la zone épitaxiée.

La figure 4.5 montre les distributions d'énergie déposée dans la couche épitaxiée du capteur pour les quatre distances d'intérêt. Nous constatons que l'énergie déposée moyenne augmente avec la distance jusqu'à 3 cm, distance pour laquelle la distribution est décalée vers les plus basses énergies. Pour la plus courte distance, les particules α arrivant sur le capteur auront l'énergie la plus élevée (3.8 MeV d'après la figure 4.4), mais déposeront moins car ils traverseront plus facilement la fine couche épitaxiale. En augmentant la distance, l'énergie incidente est certes diminuée, mais le pouvoir d'arrêt dans le silicium s'en retrouve augmenté : l'énergie moyenne déposée s'accroît. Pour la distance maximale de 3 cm, les particules α incidentes n'ont plus suffisamment d'énergie, le dépôt total d'énergie (qui équivaut à toute l'énergie incidente) n'est plus aussi élevé et la distribution repart donc vers les basses valeurs.

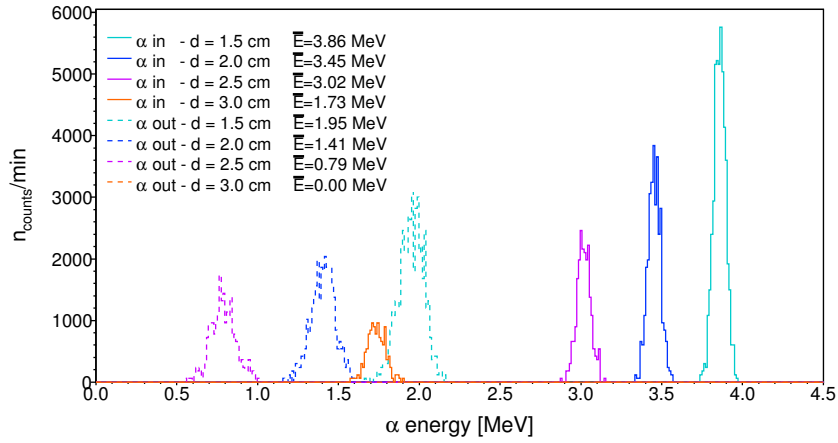


FIGURE 4.4 – Distributions des énergies des particules α entrantes et sortantes de la couche épitaxiale pour les quatre distances. Les α émis à 3 cm de la source sont complètement absorbés dans la couche épitaxiale.

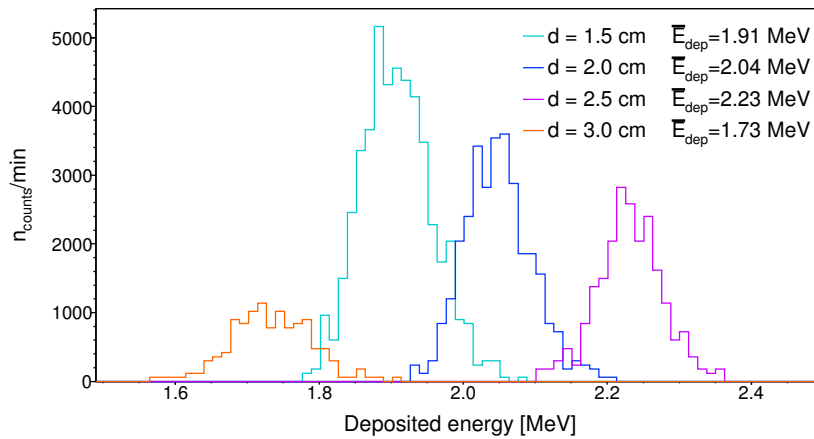


FIGURE 4.5 – Distributions de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale du capteur CMOS simulées par MCNPX pour les quatre distances corrigées (source ^{241}Am).

4.2.2 Résultats expérimentaux

La figure 4.6 montre (à titre d'exemple) la distribution de charge ADC obtenue pour une exposition d'une durée d'une minute à 2 cm. En couleurs sont indiquées les distributions pour chaque multiplicité de cluster. Nous constatons la présence de deux populations : une à basse charge, très piquée, qui correspond aux électrons provenant des photons de l' ^{241}Am (principalement d'énergie 59 keV) et une à haute charge beaucoup plus large qui correspond aux particules α . Les électrons étant considérés comme un bruit physique, leur contribution sera supprimée par une coupure à 500 ADC (suffisante pour conserver une grande partie du signal dû aux particules α) pour la détermination de l'efficacité du capteur.

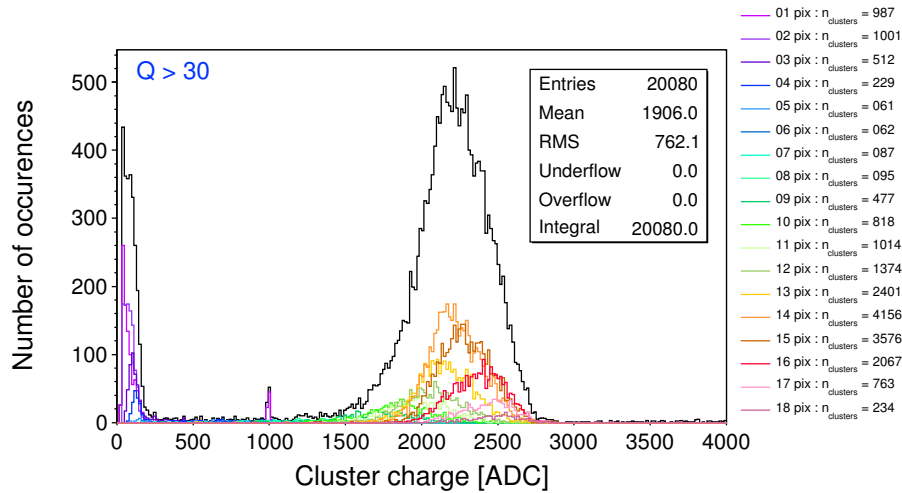


FIGURE 4.6 – Distribution de charge ADC observée pour une exposition à la source ^{241}Am (une minute à 2 cm). En couleurs, les distributions pour chaque multiplicité de cluster.

Les deux populations sont également bien visibles sur la figure 4.7, qui montre en représentation bidimensionnelle la charge ADC en fonction de la multiplicité du cluster. Les électrons ont une multiplicité basse (couplée avec une charge basse) car la densité d'énergie déposée est beaucoup plus faible que pour les particules α qui donneront des clusters plus gros. Le cluster moyen des α est montré plus loin sur la figure 4.27 (obtenu avec une coupure à 500 ADC pour ne conserver que les particules α).

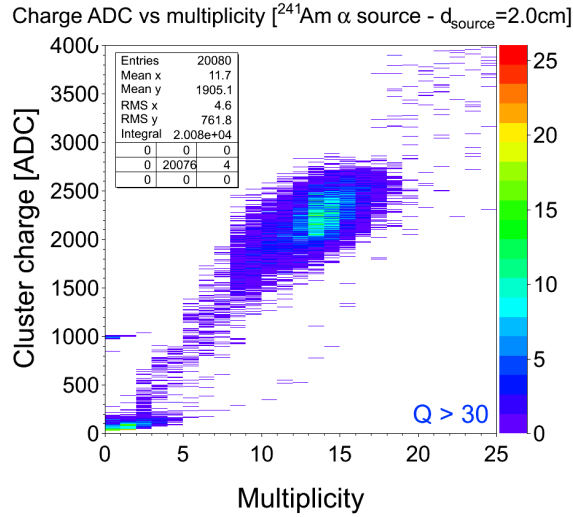


FIGURE 4.7 – Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité pour une mesure α à 2 cm.

4.2.3 Étalonage en taux de comptage

En comparant les distributions de charge ADC pour les quatre distances sur la figure 4.8, les mêmes effets complexes que dans la simulation (figure 4.5) apparaissent : pour $d \leq 3$ cm, plus la distance augmente, plus la charge moyenne déposée augmente. A partir de 3 cm, la distribution se décale vers les plus basses charges. Il y a donc un bon accord de forme entre simulation et expérience.

Comme il a été mentionné au chapitre 2 (§ 2.1.4.2), la méthode de lecture du capteur induit un temps mort de 50%. Pour une exposition d'une minute, deux fois moins d'événements seront comptés par rapport à ceux attendus. Ce facteur 2 doit donc être pris en compte dans tous nos calculs d'efficacité et de taux de comptage. Le tableau 4.1 résume les résultats obtenus pour les mesures avec la source α ^{241}Am . Le nombre de particules α détectés a été multiplié par 2 pour corriger le temps mort. Ceci implique une excellente efficacité de détection des particules α de près de 100% avec un bon accord entre simulation et expérience.

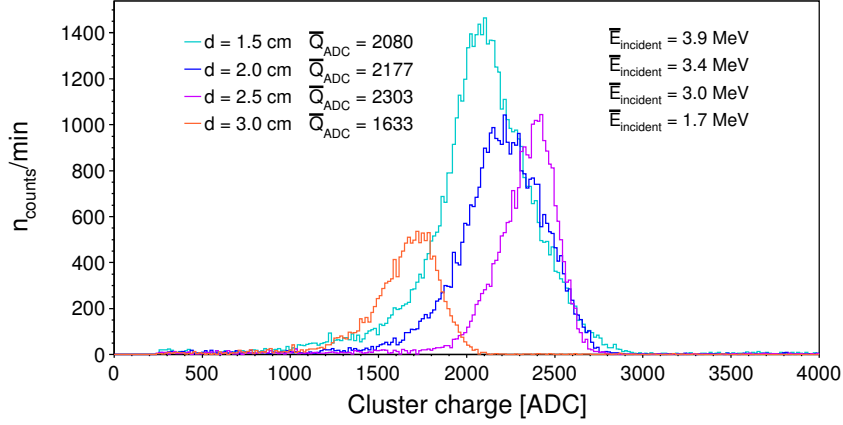


FIGURE 4.8 – Distributions de charge ADC obtenues pour les quatre distances de travail [Van10b].

$d_{\text{source-capteur}}$ (cm)	$n_{\alpha\text{-détecté}}/\text{min}$	$n_{\alpha\text{-incident}}/\text{min}$	ε_{α}
(1.5 ± 0.05)	52220 ± 229	52740 ± 230	$99.0 \pm 0.6\%$
(2.0 ± 0.05)	34872 ± 187	34980 ± 187	$99.7 \pm 0.8\%$
(2.5 ± 0.05)	23914 ± 155	24240 ± 156	$98.7 \pm 0.9\%$
(3.0 ± 0.05)	13646 ± 117	13800 ± 117	$98.9 \pm 1.2\%$

TABLE 4.1 – Comparaison du nombre d' α détectés et du nombre d' α incident sur le capteur (donné par simulation MCNPX). L'efficacité ε_{α} est définie comme le rapport entre ces deux nombres.

4.3 Transparence γ

Comme il a déjà été précisé dans le chapitre 1, la faible sensibilité aux photons est une caractéristique très importante pour la dosimétrie neutrons. Les champs neutroniques étant toujours accompagnés d'émission de photons, il est capital de pouvoir discriminer les deux types de particules et calculer séparément la dose γ et la dose neutrons. Des tests ont donc été effectués pour estimer la sensibilité du capteur aux rayonnements photoniques ainsi que pour déterminer un seuil pour la discrimination n/γ . Les résultats de ces mesures sont présentés ici.

4.3.1 Sensibilité aux photons

Afin de tester la sensibilité du capteur aux photons, des irradiations ont été dans un premier temps menées avec deux sources de photons : ^{241}Am et ^{60}Co .

4.3.1.1 Résultats d'une exposition à une source ^{241}Am

Des mesures ont été effectuées avec une source ^{241}Am d'activité 422 kBq, émettrice de photons X et γ (voir chapitre 2, § 2.3.1). Le capteur a été exposé à la source à plusieurs distances pendant le même temps d'irradiation : 3, 4 et 5 cm pendant 5 minutes.

La distribution de charge ADC observée pour la mesure à 3 cm est montrée (à titre d'exemple) sur la figure 4.9. Comme attendu, la charge déposée par les électrons secondaires est assez faible (en moyenne 58 coups ADC) et cette faible charge est illustrée par le fait que la plupart des clusters ont une multiplicité basse (1 ou 2). Nous pouvons également le vérifier sur la représentation bidimensionnelle de la charge ADC en fonction de la multiplicité, représentée sur la figure 4.10.

4.3.1.2 Un détecteur de rayons X ?

Le tableau 4.2 donne les taux de comptage mesurés pour les trois distances (colonne sans aluminium) et les compare au nombre d'événements obtenus par simulation MCNPX. Le nombre de faux positifs a été directement soustrait au signal total. En calculant la proportion de coups provenant uniquement de la raie γ principale de 60 keV, nous trouvons qu'elle ne contribue qu'à 12.7% au nombre total d'événements observés (et à 3.4% du nombre de coups attendus). En effet, les photons X sont moins nombreux que les γ , mais leur énergie étant plus faible, leur probabilité d'interaction est plus élevée (montré dans la figure 4.13). Le capteur est donc capable de détecter les autres raies de la source ^{241}Am , notamment les raies X de 21 et 17 keV. Cependant, l'écart important (de près de 73%) trouvé entre les valeurs simulées et mesurées illustre le fait que le seuil de détection (en énergie) du capteur n'est pas suffisamment bas pour pouvoir détecter toutes les raies (notamment celle de 13.85 keV). La valeur de ce seuil de détection dépend de la chaîne d'acquisition utilisée et aussi de l'algorithme de reconstruction des clusters qui coupent tous les événements dont le rapport signal-à-bruit du pixel siège est inférieur à 5. En dessous du seuil de détection, la discrimination entre le vrai signal et le bruit devient impossible. Ce seuil n'est malheureusement pas connu avec précision (le seuil en charge est fixé à 30 ADC, mais la correspondance en énergie n'est pas connue précisément).

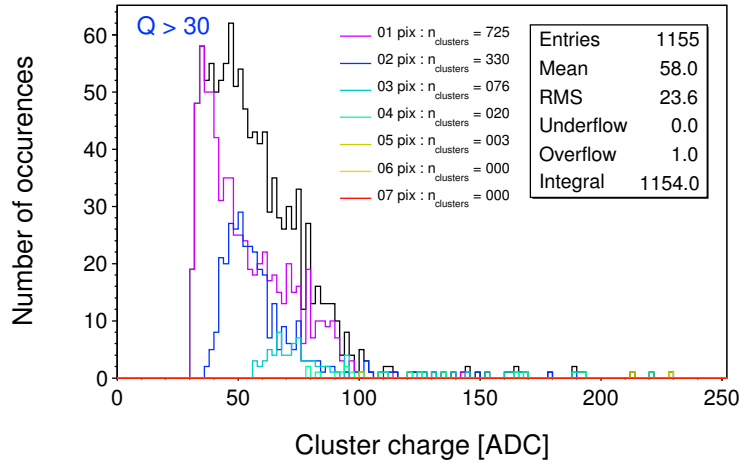


FIGURE 4.9 – Distribution de charge ADC mesurée à 3 cm de la source gamma ^{241}Am pour une exposition de 5 minutes.

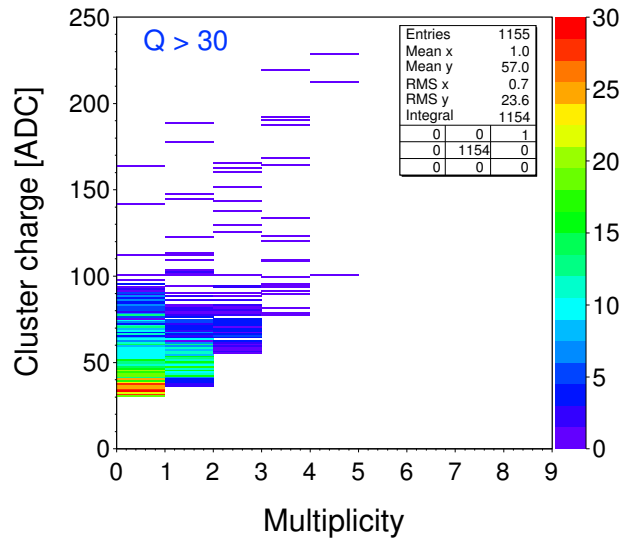


FIGURE 4.10 – Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité pour une mesure γ avec la source ^{241}Am à 3 cm.

Afin de s'affranchir des rayons X, un écran d'aluminium de 3 mm d'épaisseur a été introduit entre le capteur et la source. L'épaisseur a été choisie de façon à

d_{source} (cm)	Sans Al		Avec Al	
	$n_{\gamma\text{sim}}/\text{min}$	$n_{\gamma\text{exp}}/\text{min}$	$n_{\gamma\text{sim}}/\text{min}$	$n_{\gamma\text{exp}}/\text{min}$
3	1667 ± 41	446 ± 21	76 ± 9	65 ± 8
4	911 ± 31	244 ± 16	43 ± 7	35 ± 6
5	600 ± 24	183 ± 14	28 ± 5	23 ± 5

TABLE 4.2 – Comparaison des nombres de photons détectés et simulés pour les deux configurations (avec et sans écran d'aluminium). La coupure de 30 ADC a été appliquée.

écranter au maximum les rayons X tout en conservant une intensité raisonnable pour les γ de 60 keV. La figure 4.11 montre les distributions de charge pour les deux configurations (avec et sans écran d'aluminium). L'effet de l'écran y est bien visible, avec la diminution radicale du nombre de photons comptés. Les résultats pour les trois distances sont présentés en comparaison avec les nombres de coups attendus dans le tableau 4.2. Contrairement au cas précédent, l'accord entre les deux valeurs est bien meilleur avec un écart de seulement 5% : ceci illustre le fait que le capteur est bien capable de détecter les raies γ de la source ^{241}Am (la raie de 60 keV est atténuée de seulement 20%), mais détectera plus difficilement les photons X dont l'énergie se rapproche du seuil de détection.

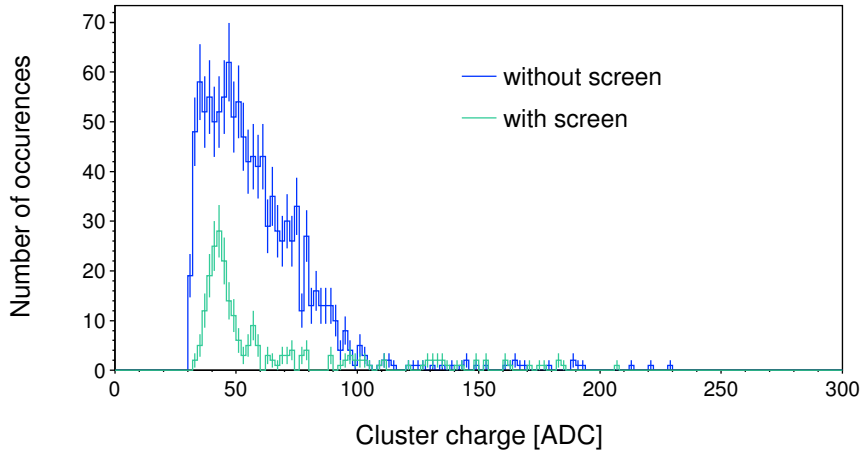


FIGURE 4.11 – Distributions de charge ADC avec et sans écran d'aluminium pour une exposition de 5 minutes du capteur à 3 cm de l' ^{241}Am . Pour cette représentation, une coupure à 30 ADC a été appliquée.

La figure 4.12 illustre le tableau 4.2 en représentant le nombre de clusters mesurés en fonction de la distance. Si la source peut être considérée comme ponctuelle (c'est-à-dire, si la distance source-détecteur est très inférieure à au rayon du détecteur), ce qui est le cas ici, l'angle solide de détection peut s'écrire comme

$$\Delta\Omega \propto \frac{\Delta S}{d^2}$$

où S est la surface de détection et d la distance source-détecteur. Le flux de particules incidentes étant proportionnel à l'angle solide, le nombre d'événements observés le sera également. En conséquence, une proportionnalité en $1/d^2$ apparaîtra sur le nombre de coups, ce qui est montré sur la figure 4.12.

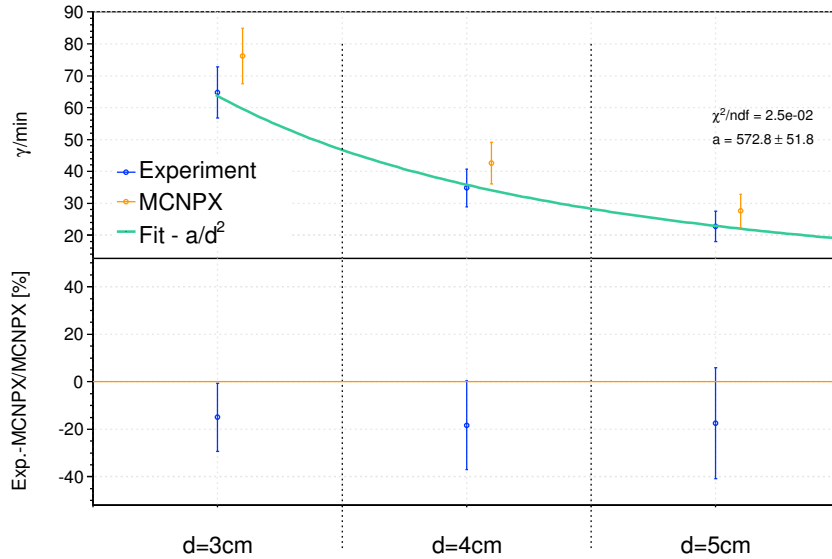


FIGURE 4.12 – Nombre de photons détectés par minute en fonction de la distance source-détecteur.

4.3.1.3 Estimation du seuil de détection

Afin d'estimer le seuil de détection de notre chaîne de lecture, des coupures brutes sur l'énergie déposée ont été appliquées sur les simulations. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.3. À partir de la coupure à 15 keV d'énergie déposée, le nombre de coups simulés se rapproche de celui effectivement observé. Une coupure à 20 keV est trop stricte, la simulation sous-estimant alors la quantité de photons détectés.

Coupure sur E_{dep}	γ détecté/min Simulation	γ détecté/min Expérimental
Sans coupure	1667 ± 41	
$E_{\text{dep}} > 10$ keV	1472 ± 38	446 ± 21
$E_{\text{dep}} > 15$ keV	662 ± 26	
$E_{\text{dep}} > 20$ keV	100 ± 10	

TABLE 4.3 – Comparaison des nombres d'événements simulés et mesurés dans le cas d'une exposition à 3 cm de la source ^{241}Am (sans écran d'aluminium).

Le seuil de détection en énergie (déposée) se situe donc vraisemblablement entre 15 et 20 keV. Cette méthode ne nous permet pas de dégager une valeur précise pour ce seuil, étant donné qu'elle repose sur la seule simulation. Pour le déterminer avec précision, une méthode possible serait d'utiliser une source de photons X monoénergétique, mais même dans ce cas, la complexité des phénomènes (lieu de la photoconversion, angles, etc...) ne fournirait pas la valeur de ce seuil avec une précision infinie.

4.3.1.4 Effet du convertisseur

La couche épitaxiale du capteur étant très fine (10 μm), la sensibilité aux photons du capteur en lui-même s'annonce très faible, ce qui est justement l'intérêt de cette technologie. Cependant, le convertisseur de polyéthylène placé devant le capteur constitue une source supplémentaire d'électrons secondaires. Il est donc important de quantifier cette contamination potentielle.

La figure 4.13 montre la réponse du détecteur avec et sans convertisseur (polyéthylène) simulée par MCNPX pour différentes énergies de photons. Cette réponse est définie comme une "efficacité" standard :

$$R_{\gamma} = \frac{n_c}{n_{\gamma}}$$

où n_c correspond au nombre de coups observé et n_{γ} au nombre de photons incidents. Pour des énergies inférieures à 100 keV, la présence du convertisseur n'a pas d'influence sur la réponse du capteur. A ces énergies, les photons interagissent principalement par effet photoélectrique. A partir de 100 keV, l'effet Compton devient dominant et la réponse devient alors plus importante. La simulation prédit donc un écart entre réponse avec et sans convertisseur particulièrement significatif (un facteur 10) pour des photons aux alentours de 1 MeV. En conséquence, des mesures ont été effectuées avec une source de ^{60}Co , émettrice de deux raies γ de 1.17 MeV et 1.33 MeV.

Les distributions de charge résultantes (avec et sans convertisseur) sont montrées dans la figure 4.14. Les deux distributions sont quasiment identiques, avec le

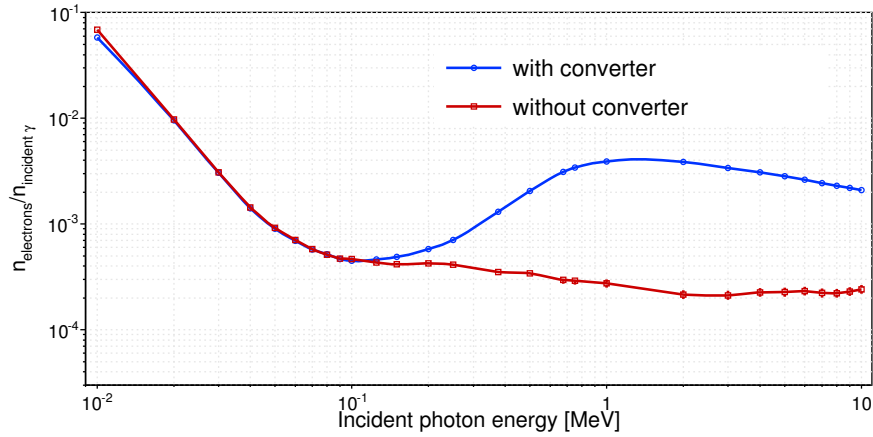


FIGURE 4.13 – Réponse aux photons du capteur avec et sans convertisseur obtenue par simulation MCNPX [Van10a].

même nombre de particules détectées. Le tableau 4.4 qui résume les valeurs obtenues des réponses avec et sans convertisseur confirme ces résultats, avec deux valeurs extrêmement proches. Ce comportement est en contradiction avec la simulation qui prévoit une différence très importante (0.65×10^{-3} sans convertisseur, 8.03×10^{-3} en sa présence, soit un écart relatif de 92%). En analysant de plus près les distributions d'énergie déposée des deux raies du ^{60}Co montrées sur la figure 4.15, nous constatons que la majeure partie des électrons déposent une énergie moyenne aux alentours de 5 keV. Cette énergie est très inférieure à la valeur théorique du seuil de détection (déterminée précédemment comme étant comprise entre 15 et 20 keV). Une grande partie des électrons ne seront donc pas détectés, ce qui est effectivement observé. En appliquant une coupure simple de 15 keV sur l'énergie déposée (tableau 4.4), nous obtenons un bien meilleur accord entre simulation et expérience (ce qui confirme a posteriori l'hypothèse sur la valeur du seuil de détection).

En conclusion, l'effet du convertisseur n'est pas visible avec notre chaîne d'acquisition du fait du seuil de détection trop élevé. Cette contamination supplémentaire ne sera donc pas un problème pour notre application, mais l'étude était nécessaire pour un système ultérieur. En effet, les premières mesures électriques sur le nouveau capteur ALPHARAD-2 (qui succédera au MIMOSA-5) indiquent un bruit de 350 électrons qui correspond à un seuil de détection de 3 keV.

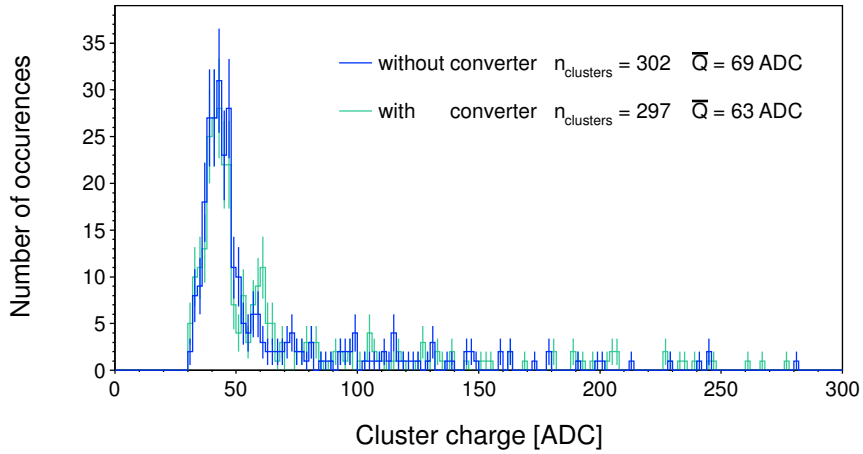


FIGURE 4.14 – Distributions de charge ADC mesurées avec et sans convertisseur pour une exposition de 10 minutes du capteur à 0.8 cm de la source ^{60}Co .

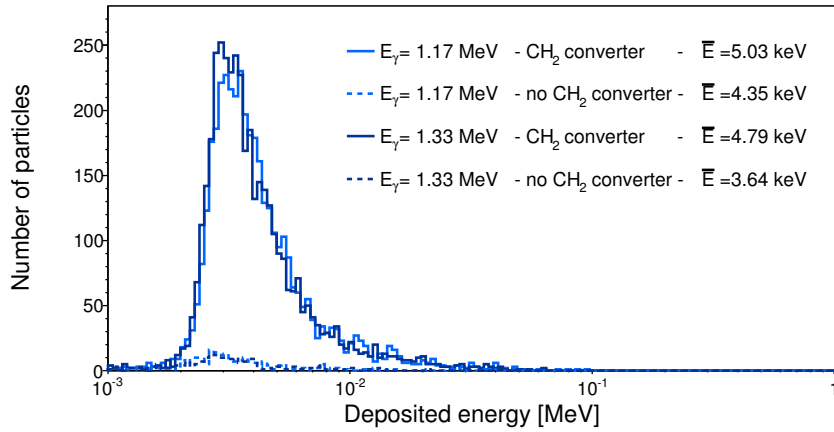


FIGURE 4.15 – Distributions d'énergie déposée avec et sans convertisseur pour les deux raies du ^{60}Co .

Configuration de la source	R_{photon} expérimentale	R_{photon} simulée (toutes E_{dep})	R_{photon} simulée ($E_{\text{dep}} > 15 \text{ keV}$)
^{60}Co	$(0.28 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$	$(0.65 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$	$(0.30 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
$^{60}\text{Co} + (\text{CH}_2)_n$	$(0.26 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$	$(8.03 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$	$(0.25 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
^{241}Am	$(2.27 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$	$(7.76 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(2.97 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
$^{241}\text{Am} + \text{Al screen}$	$(0.29 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$	$(0.34 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$	$(0.25 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$

TABLE 4.4 – Réponses simulées (MCNPX) et mesurées du capteur à une source ^{60}Co et ^{241}Am .

4.3.1.5 Conclusion des mesures

Le tableau 4.4 résume les résultats obtenus pour les mesures avec les deux sources ^{241}Am et ^{60}Co . Dans tous les cas, les réponses du capteur aux photons sont assez faibles (de l'ordre de 10^{-4} sauf pour l' ^{241}Am sans écran qui donne une réponse de l'ordre de 10^{-3}). Ces valeurs seront à comparer avec la réponse aux neutrons qui sera déterminée dans la partie suivante.

4.3.2 Mesures en champ mixte $^{241}\text{AmBe}$

L'étape suivante dans l'étude de la sensibilité aux photons du capteur est de l'exposer à un champ mixte n/γ , le but étant de déterminer un seuil pour discriminer les photons des neutrons. La source utilisée dans ce cas est la source d' $^{241}\text{AmBe}$ de l'IPHC (décrite en détail dans le chapitre 2, § 2.3.4.1) qui émet des neutrons rapides ainsi que des photons de 4.438 MeV avec un ratio γ/n de 0.57 [LCZ⁺07]. Le dispositif expérimental est présenté sur les photos 4.16 et 4.17.

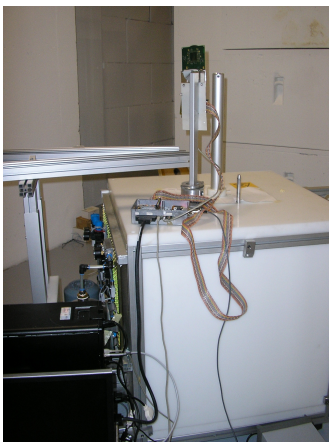


FIGURE 4.16 – Photo du dispositif expérimental pour les mesures en AmBe.

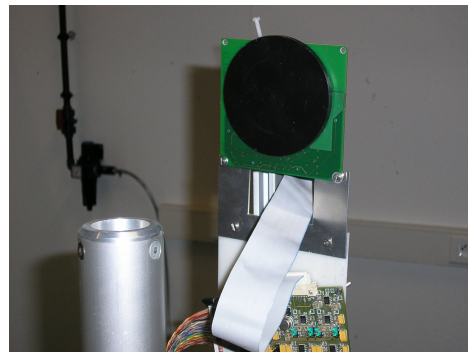


FIGURE 4.17 – Photo du capteur avec son convertisseur de polyéthylène (capuchon noir) devant le tube de sortie de la source AmBe.

4.3.2.1 Simulations MCNPX et Geant4

La source a été simulée dans son environnement (décrit dans le chapitre 3, § 3.6) comme le spectre ISO de l'AmBe [AFN89] avec une composante monoénergétique de photons de 4.438 MeV. La figure 4.18 donne les distributions d'énergie déposée simulées par GEANT4 et MCNPX. Nous voyons apparaître deux populations correspondant aux particules secondaires générées par les photons et les neutrons : à basse énergie déposée, une population d'électrons et à plus haute énergie des protons de recul provenant de l'interaction des neutrons rapides avec le polyéthylène. En violet et en turquoise sont données (à titre indicatif) les contributions respectives des électrons provenant des neutrons de l'AmBe (produits par capture radiative) et des Si de recul (les deux ont été obtenus par simulation GEANT4). Ces deux distributions ne contribuent quasiment pas au signal total. Dans les simulations, une simple coupure à 100 keV sur la distribution permet de supprimer complètement la contamination dûe aux photons et de ne conserver que la distribution de protons de recul qui nous intéresse.

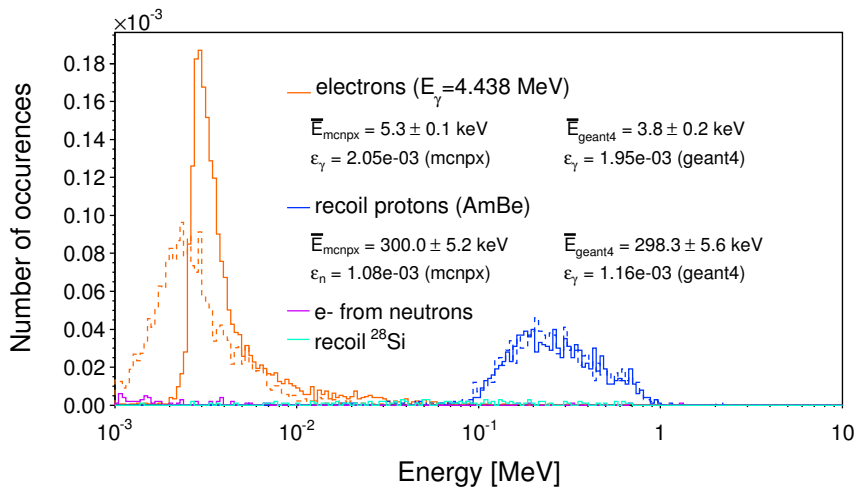


FIGURE 4.18 – Distribution d'énergie déposée (normalisée) calculée par MCNPX (en traits continus) et GEANT4 (en traits pointillés) pour notre source AmBe. Le rapport $n_\gamma/n_{\text{neutrons}}$ a été pris en compte. Les spectres sont normalisés [VHH⁺11].

Nous pouvons remarquer que les deux simulateurs donnent des résultats assez différents pour les signaux de photoélectrons (écart de 28% sur l'énergie moyenne déposée), mais les dépôts de charge concernés étant de l'ordre de 10 keV (inférieurs à ceux des protons), nous ne chercherons pas à élucider

ces différences pour notre application. Nous pouvons cependant noter que, malgré la différence d'allure des deux distributions, l'écart entre les efficacités de détection des photons simulés n'est pas significatif (5%). Les distributions de protons ne présentent pas ce problème, et sont en bon accord avec une différence de seulement 0.5% entre les énergies moyennes déposées et de 6.5% entre les efficacités de détection.

4.3.2.2 Résultats expérimentaux

La distribution de charge mesurée¹ en source mixte est montrée sur la figure 4.19 : les deux populations observées dans la simulation apparaissent assez distinctement (les électrons à basse charge et les protons à charge plus élevée). Les deux populations apparaissent également en traçant la distribution de charge du seul pixel siège du cluster (donnée sur la figure 4.20). Si nous regardons maintenant la représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité (figure 4.21), les électrons apparaissent avec une multiplicité inférieure à celle des protons. La discrimination des deux signaux semble cependant moins évidente que dans le cas idéal de la simulation, le signal de protons recoupant en partie la distribution d'électrons. La zone de recouvrement est néanmoins assez petite. Cette différence entre simulation et expérience s'explique par l'imperfection du processus de collection dans le capteur : le mécanisme de transport des paires électrons/trous implique un étalement de la charge collectée. Or la simulation donne l'énergie totale déposée dans la couche épitaxiale, sans tenir compte du processus de collection. Il est donc prévisible d'observer des différences entre les deux.

1. La coupure a ici été choisie à 60 ADC, pour des raisons de lisibilité des figures (une coupure à 30 ADC ne permet pas de bien visualiser la distribution de protons, celle d'électrons étant statistiquement trop importante).

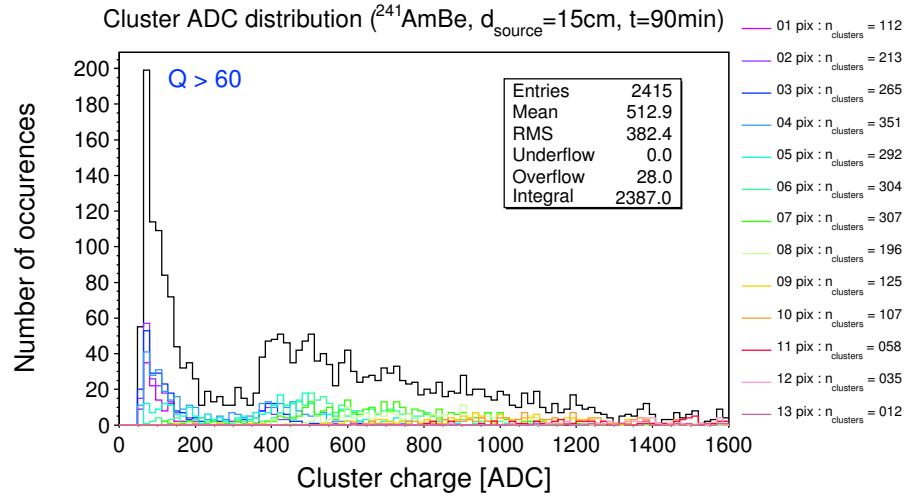


FIGURE 4.19 – Distribution de charge mesurée pour une exposition de 90 minutes à 15 cm de la source d'AmBe (champ mixte n/γ).

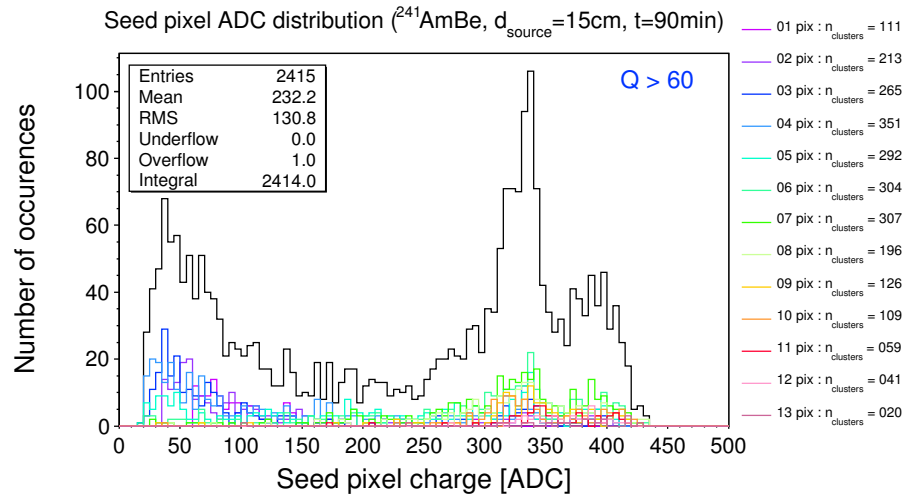


FIGURE 4.20 – Distribution totale (en noir) de la charge du pixel siège mesurée (pour une exposition de 90 minutes à 15 cm de la source AmBe). En couleurs sont données les distributions pour différentes multiplicités de clusters.

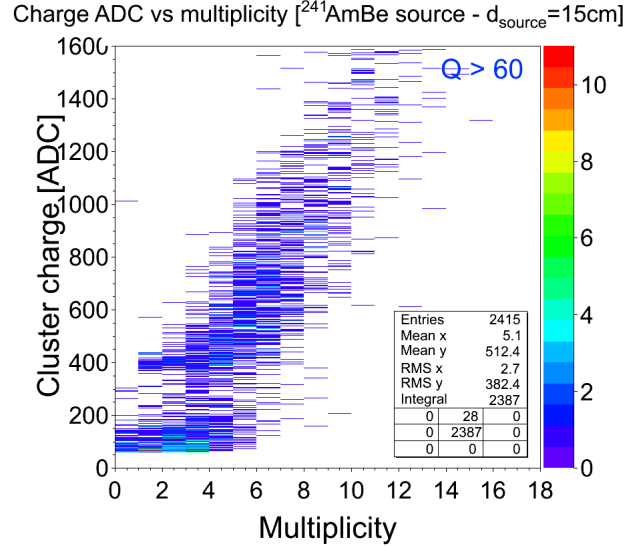


FIGURE 4.21 – Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité pour une mesure de 90 minutes à 15 cm de l’AmBe.

4.3.2.3 Ajustements des distributions

Pour estimer les contributions des deux populations, nous avons effectué un ajustement sur la distribution de charge par la méthode de maximum de vraisemblance. La fonction d’ajustement doit prendre en compte les deux populations (protons et électrons), qui ne suivent pas les mêmes distributions.

Pour le pic d’électrons, la fonction d’ajustement choisie est une exponentielle. La distribution de protons est en fait une convolution de plusieurs modèles : une fonction de Landau illustrant les fluctuations de la perte d’énergie des particules chargées traversant une fine épaisseur de matière (la couche épitaxiale) et une gaussienne pour tenir compte de tous les autres phénomènes stochastiques (perte d’énergie dans le polyéthylène, diffusion, angles, arrêt, etc...). Cette convolution est dûe aux caractéristiques du dispositif : les protons de recul émis n’ont pas tous la même énergie et ont des directions différentes. Certains seront donc entièrement absorbés dans la couche épitaxiale, et d’autres la traverseront en y déposant une fraction de leur énergie. La fonction finale pour l’ajustement sera donc la somme d’une Landau convoluée avec une gaussienne et une exponentielle. Le résultat de cet ajustement est représenté sur la figure 4.22, et ses paramètres sont donnés dans le tableau 4.5.

La figure 4.23 représente les deux fonctions d’ajustements (exponentielle et

Modèle	Paramètre	Description	Valeur
Gaussien	N_L	Constante de normalisation	$(1.41 \pm 0.04) \cdot 10^4$
	σ_g	Largeur de la gaussienne convoluée	85.2 ± 27.4
Landau	MPC	Valeur la plus probable corrigée	499.3 ± 7.0
	σ_l	Largeur de la densité de la Landau	100.0 ± 0.5
Exponentielle	a		56.7 ± 4.8
	N_{exp}	Constante de normalisation	327.4 ± 53.8

TABLE 4.5 – Paramètres de l’ajustement de la distribution ADC pour l’AmBe (figure 4.22).

Landau-gaussienne) séparément. A l’aide de ces deux fonctions, nous allons pouvoir chercher à déterminer le résultat d’une coupure brutale destinée à séparer les deux populations. Il faut donc estimer, pour différentes coupures, le nombre de protons perdus et le nombre d’électrons comptés dans la distribution finale.

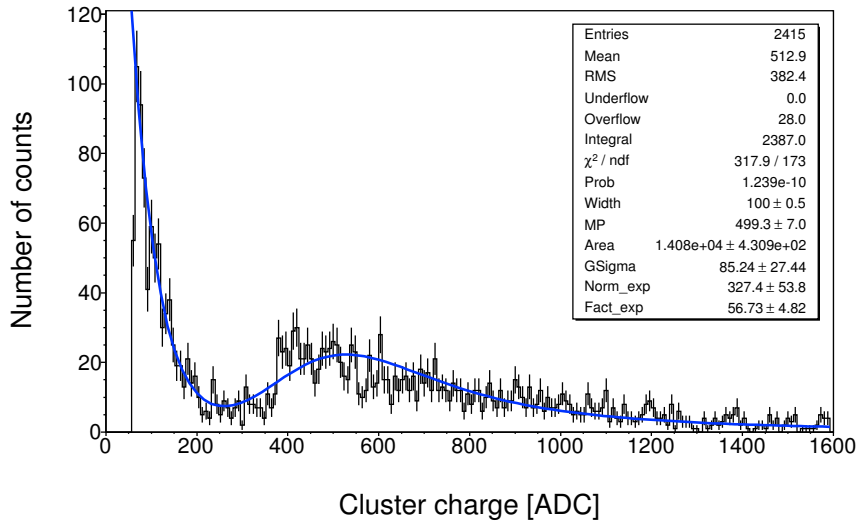


FIGURE 4.22 – Ajustement de la distribution de charge ADC du capteur exposé à 15 cm de la source AmBe pendant 90 minutes.

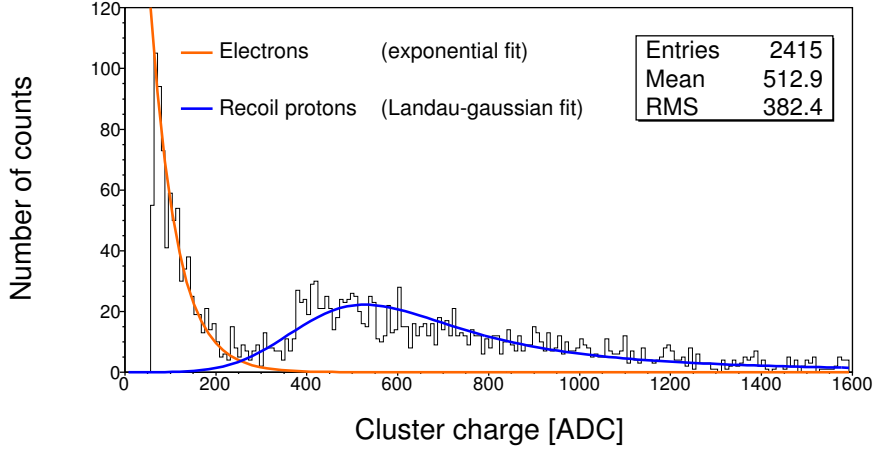


FIGURE 4.23 – Distribution de charge mesurée pour une exposition de 90 minutes à 15 cm de la source d’AmBe [VHH⁺11]. Sont présentées les deux fonctions d’ajustement séparées avec en bleu, l’ajustement Landau-gaussien de la distribution de protons, et en orange, l’ajustement exponentiel de la distribution d’électrons.

4.3.2.4 Analyse en pureté

Idéalement, nous recherchons une coupure simple qui optimise le nombre de protons vrais en limitant le bruit physique dû aux électrons des photons. Plusieurs coupures sur le signal (en charge ADC et en multiplicité) ont donc été appliquées afin de déterminer le seuil optimal. Pour chaque coupure, le nombre de protons perdus et le nombre d’électrons contaminant le signal sont déterminés par extrapolation à partir des deux fonctions d’ajustement. Nous pouvons ainsi évaluer l’efficacité relative définie par $\varepsilon_{\text{rel}} = n_c/n_p$ où n_c est le nombre total de coups obtenus avec la coupure choisie et n_p le nombre total de protons de recul. Ce dernier est défini comme $n_p = (n_c - n_{e-}) + n_{p \text{ perdus}}$, avec n_{e-} le nombre d’électrons au dessus du seuil ADC et $n_{p \text{ perdus}}$ le nombre de protons perdus par l’application de la coupure. Nous pouvons également définir l’efficacité du capteur après coupure comme $\varepsilon_{\text{cut}} = n_c/n_n$ avec n_n le nombre de neutrons incidents. Il est clair qu’une coupure trop relâchée maximiserait le signal neutrons mais le laisserait contaminé par des électrons. Un seuil optimal sera donc visé pour garder la meilleure statistique de protons de recul aussi pure que possible. Nous définissons ainsi la pureté du signal comme étant $p = (n_c - n_{e-})/n_c$. Toutes ces variables sont fonctions d’une double coupure en charge ADC et en multiplicité.

ADC		Mult.					
		Q>60	Q>80	Q>100	Q>150	Q>200	Q>250
No cut	ϵ_{rel}	1.48	1.32	1.23	1.08	1.02	0.99
	Pureté	46%	66%	74%	90%	97%	99%
m > 1	ϵ_{rel}	1.42	1.28	1.21	1.07	1.01	0.98
	Pureté	56%	70%	76%	89%	96%	99%
m > 2	ϵ_{rel}	1.28	1.19	1.14	1.04	0.99	0.96
	Pureté	66%	76%	81%	91%	97%	99%
m > 3	ϵ_{rel}	1.12	1.08	1.05	0.98	0.94	0.92
	Pureté	78%	84%	87%	93%	97%	99%

TABLE 4.6 – Efficacité relative et pureté en fonction des différentes coupures appliquées en charge ADC et en multiplicité.

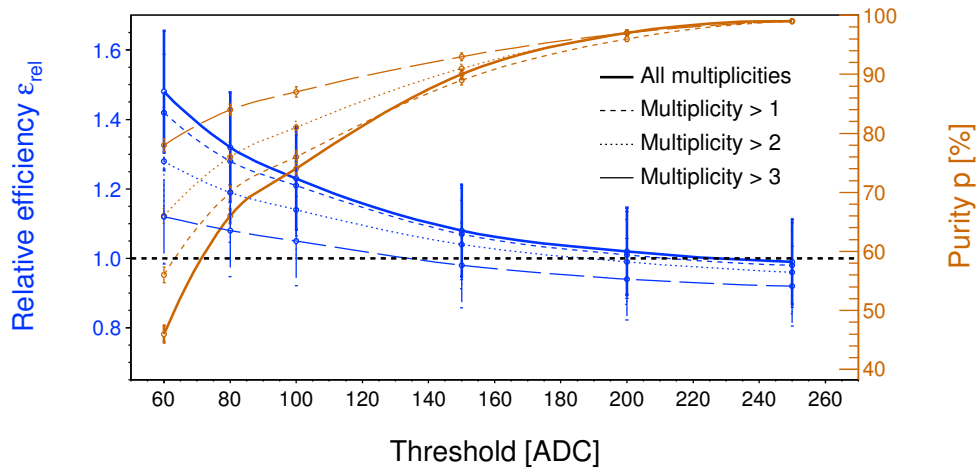


FIGURE 4.24 – Efficacité relative et pureté en fonction de la coupure ADC choisie.

Le tableau 4.6 résume les valeurs de pureté et efficacité relative obtenues pour chaque coupure, ces valeurs étant représentées sur la figure 4.24. Nous constatons sur ce graphe que si nous choisissons une coupure ADC trop relâchée (80 ADC par exemple), notre efficacité relative sera artificiellement trop élevée (1.3) avec une pureté de signal de seulement 66%. Pour obtenir une pureté proche de 100% avec une efficacité relative proche de 1, il faut augmenter la valeur de la coupure. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une coupure de 250 ADC (sans coupure sur la multiplicité) avec une excellente pureté de 99% pour

moins de 2% de protons perdus. Les coupures en multiplicité ne peuvent donner d'aussi bons résultats sans un couplage avec une coupure en coups d'ADC. Dans ce cas aussi, il faut monter jusque 200 ADC minimum pour obtenir des chiffres similaires.

Cette étude montre qu'imposer un seuil en charge ADC seul est donc suffisant pour s'affranchir du bruit physique que sont les électrons. La pixelisation du capteur n'est donc pas nécessaire pour la discrimination n/γ . Ceci justifie le développement d'un circuit dédié à cette application (l'ALPHARAD-2) qui renonce à l'information spatiale.

4.3.2.5 Comparaison simulation-expérience

Grâce à cette étude, nous pouvons déterminer l'efficacité intrinsèque (voir annexe) de détection de notre capteur $\varepsilon_{\text{det}} = n_{\text{coups}}/n_{\text{neutrons}}$ et la comparer à celle trouvée par simulations MCNPX et GEANT4. Cette efficacité est relativement élevée pour la détection des neutrons avec une valeur de $\varepsilon_{\text{exp}} = (1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$, en bon accord avec MCNPX qui donne $\varepsilon_{\text{mcnpvx}} = (1.08 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ et avec GEANT4 $\varepsilon_{\text{geant4}} = (1.15 \pm 0.05) \times 10^{-3}$. Les incertitudes données ici englobent l'incertitude statistique (qui correspond à 23% de l'incertitude totale) et l'incertitude systématique sur l'activité de la source (77% de l'incertitude). Nous remarquons que ces efficacités et les réponses du détecteur aux photons sont du même ordre de grandeur : l' ^{241}Am (sans atténuation des X) donne même une réponse aux photons plus élevée que celle des neutrons ($R_\gamma/R_n = 2.22$). L'argument de la finesse de la couche épitaxiale en lui-même ne suffit pas, car même si la réponse aux photons demeure faible pour ce type de capteur, l'écart avec l'efficacité de détection des neutrons n'est pas significatif. Sans notre coupure à 250 ADC, nous ne pourrions donc pas prétendre disposer d'un capteur transparent aux photons.

En comparant les distributions de protons simulées avec la distribution expérimentale, nous constatons qu'elles se superposent de manière satisfaisante en fixant un paramètre de calibration. La superposition est considérée comme optimale lorsque la valeur la plus probable de l'ajustement Landau-gaussien effectué sur la distribution expérimentale est la plus proche de celle obtenue par les deux simulations (à savoir 180 keV). Les ajustements effectués sont montrés sur la figure 4.25.

Le résultat de la superposition des trois distributions est illustré sur la figure 4.26, qui montre le bon accord qualitatif et quantitatif entre simulations et expérience.

Nous pouvons calculer, de la même façon que dans le §3.4 du chapitre 3, la valeur du χ^2 par degrés de liberté (χ^2/NDF) afin de quantifier l'adéquation entre les distributions d'énergie déposée mesurées et simulées. Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau 4.8. Le χ^2/NDF entre les distributions

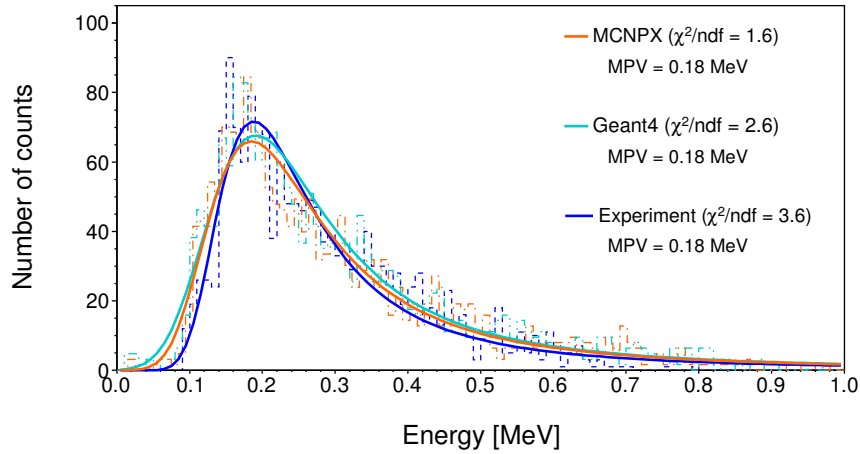


FIGURE 4.25 – Comparaison des ajustements Landau-gaussiens sur les distributions en énergie déposée expérimentale et simulées.

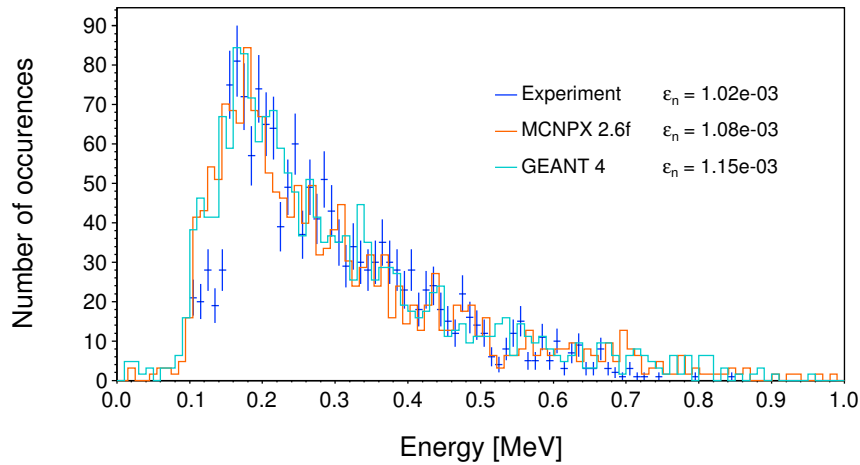


FIGURE 4.26 – Comparaison des distributions des protons de recul simulées par MCNPX et GEANT4 avec la distribution expérimentale pour la source d'AmBe.

expérimentale et simulée par MCNPX est de 1.32, valeur qui nous démontre le bon accord entre les deux distributions. Si nous calculons le χ^2/NDF entre

l'expérience et la simulation GEANT4, nous obtenons une valeur plus élevée de 2.14, mais restant acceptable. Cette différence entre MCNPX et GEANT4 se manifeste également dans les écarts entre les efficacités de détection intrinsèque (bien que ces écarts ne soient pas significatifs statistiquement).

4.3.2.6 A propos de l'étalonnage en énergie

La superposition des distributions simulées et expérimentales nous permet d'obtenir un facteur de conversion aux alentours 0.4 keV/ADC (ce facteur englobe les effets de collection de charge et n'est valable que pour cette chaîne d'acquisition). L'incertitude sur ce facteur de conversion est élevée et est estimée à 15%.

La détermination de la valeur de ce facteur a pour nous principalement un intérêt de validation : il nous permet de vérifier l'accord entre simulation et expérience. Cependant, il faut bien voir que la valeur donnée ici n'est qu'une estimation valable dans un cadre particulier (cette chaîne d'acquisition). Pour obtenir une valeur précise de ce facteur, il faudrait employer une autre méthode (par exemple, irradier le capteur avec des électrons monoénergétiques).

L'étalonnage en énergie du Mimosas 5 est une problématique complexe : normalement, une source de ^{55}Fe (émettrice de rayons X aux alentours de 5 keV) peut être utilisée pour estimer le facteur de conversion ADC/énergie [DDCW05]. Une petite partie des électrons issus des interactions des X se convertissent directement dans la diode du capteur, produisant ainsi un pic à 5 keV d'énergie (équivalent selon notre facteur à environ 10 ADC, c'est-à-dire situé dans le bruit). Cependant, pour notre application, le gain du capteur a dû être réglé de sorte à pouvoir détecter des particules très ionisantes sans saturation. Le seuil de détection est donc trop élevé pour espérer voir le pic d'électrons du ^{55}Fe (voir § 4.3.1.3). Des mesures en protons et α monoénergétiques ont été tentées mais avec peu de succès [Tro08]. L'idée d'un étalonnage en énergie du capteur précis a donc été abandonnée, étant finalement d'un intérêt limité pour notre application dosimétrique (le dosimètre final étant destiné à ne faire que du comptage).

4.3.2.7 Topologie des clusters

Pour discriminer les différents types de particules, nous pourrions aussi imaginer un algorithme intelligent qui serait capable de reconnaître une particule à sa topologie. En regardant les clusters moyens de différents types de rayonnements, nous constatons qu'ils sont aisément différenciables à l'oeil. Les figures 4.27, 4.28 et 4.29 montrent les clusters moyens respectifs d' α de la source ^{241}Am , des électrons provenant des photons de la même source et des protons de recul de $^{241}\text{AmBe}$. Le cluster d' α est clairement plus "trapu" que les autres, avec une multiplicité très élevée de 44 pixels touchés. Le cluster de protons est plus fin,

mais lui-même est de multiplicité plus élevée que celui produit par les électrons. Cette méthode de discrimination n'a cependant pas été retenue ici. En effet, la pixelisation du capteur ne sera pas conservée pour le futur dosimètre en raison des contraintes qu'elle impose sur le flux de données (celui-ci est trop important dans un capteur pixelisé pour permettre une miniaturisation simple du dosimètre).

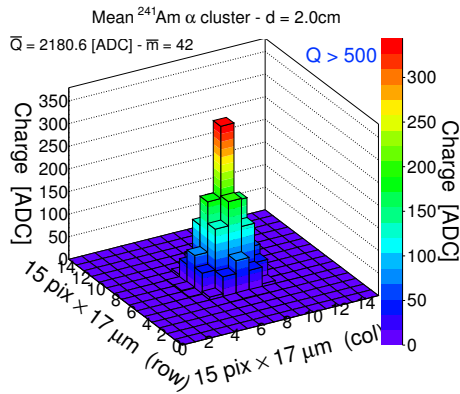


FIGURE 4.27 – Cluster moyen de la population d' α de la source ^{241}Am pour une distance de 2 cm ($Q > 500$ ADC).

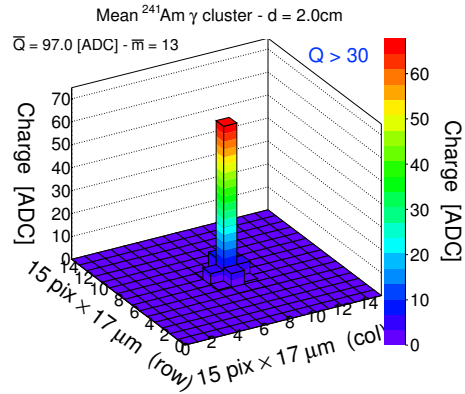


FIGURE 4.28 – Cluster moyen de la population d'électrons provenant des photons de l' ^{241}Am pour une distance de 2 cm ($Q < 500$).

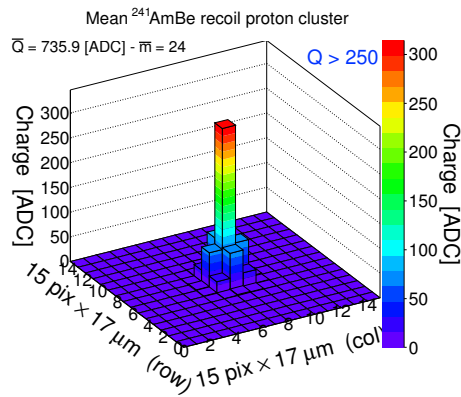


FIGURE 4.29 – Cluster moyen des protons de recul produits par les neutrons de l'AmBe.

4.3.2.8 Mesures en source $^{241}\text{AmBe}$ sur l'irradiateur Van Gogh

Pendant la campagne de mesures en neutrons thermiques sur l'irradiateur Van Gogh de l'IRSN (dont les principaux résultats seront présentés dans le chapitre 5), nous avons également exposé notre capteur à la source $^{241}\text{AmBe}$ de l'installation (à 40 cm pendant 30 minutes) afin de comparer ces nouveaux résultats obtenus avec ceux précédemment obtenus sur la source de l'IPHC.

La coupure de 250 ADC qui a été déterminée dans le §4.3.2.4 comme le seuil de discrimination n/γ a été appliquée pour s'affranchir du signal d'électrons. Ainsi nous pouvons comparer les distributions de charge ADC (des protons de recul) pour les deux sources (IPHC et IRSN) sur la figure 4.30. Les deux spectres ont été normalisés au nombre de neutrons incidents afin de permettre leur comparaison. Si nous calculons le χ^2/ndf associé, nous obtenons une valeur de 1.13, qui illustre la bonne adéquation entre les deux distributions visibles sur la figure. Les efficacités de détection associées sont également très proches avec $\varepsilon_{\text{iphc}} = (1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ pour la source AmBe de l'IPHC et $\varepsilon_{\text{irsn}} = (1.13 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ pour la source de l'IRSN.

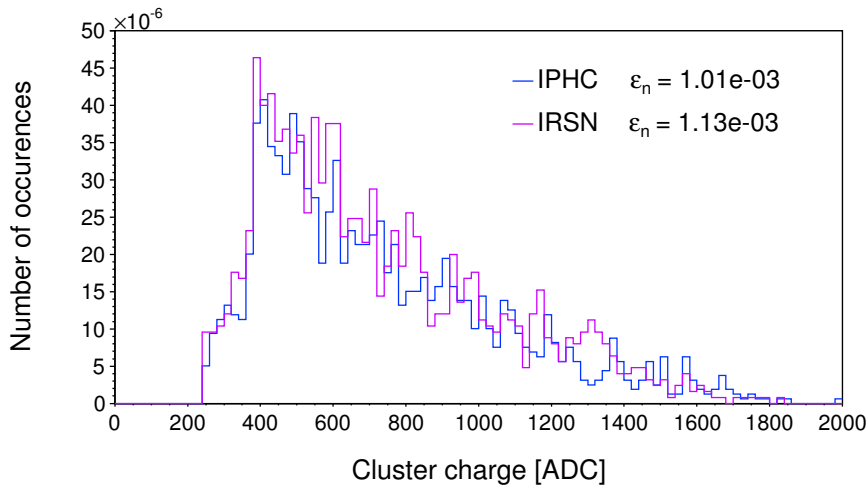


FIGURE 4.30 – Comparaison des distributions de charge ADC obtenus sur les sources AmBe de l'IPHC et de l'IRSN.

Nous pouvons également comparer l'allure des clusters moyens de protons de recul générés par les neutrons des deux sources AmBe, donnés sur les figures 4.31 et 4.32. Comme attendu, les deux clusters sont très similaires avec des charges moyennes (736 ADC pour la source de l'IPHC, 728 pour celle de l'IRSN) et des

multiplicités proches (24 pixels touchés en moyenne pour la source de l'IPHC à comparer avec les 27 pixels touchés de la source de l'IRSN).

Ces mesures nous permettent donc de valider a posteriori les expériences ini-

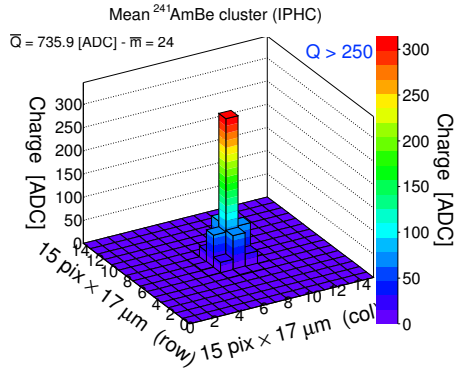


FIGURE 4.31 – Cluster moyen des protons de recul produits par les neutrons de la source AmBe de l'IPHC.

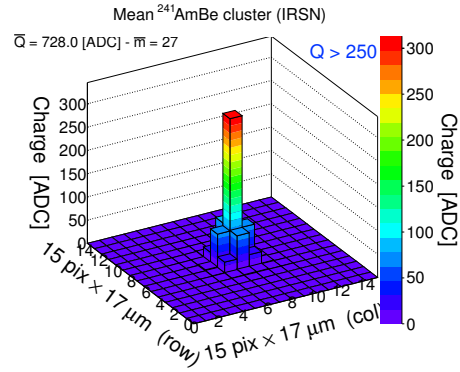


FIGURE 4.32 – Cluster moyen des protons de recul produits par les neutrons de la source AmBe de l'IRSN.

tiales qui ont été menées à l'IPHC.

4.3.2.9 Validité de la coupure aux autres énergies de photons

Nous avons donc montré qu'une coupure à 250 ADC en charge nous permettait de nous affranchir de la composante du signal provenant des photons de la source $^{241}\text{AmBe}$ (d'énergie 4.438 MeV). Cette valeur de coupure équivaut environ à une énergie déposée dans la couche épitaxiale de 100 keV.

Des simulations MCNPX ont été effectuées pour montrer la validité de cette coupure quelle que soit l'énergie incidente des photons considérés. La figure 4.33 donne les distributions d'énergie déposée dans la couche épitaxiale par des photons monoénergétiques. Le capteur était muni de son convertisseur en polyéthylène. Nous constatons que l'énergie moyenne déposée des photons ne dépasse jamais 100 keV, et décroît logiquement avec l'augmentation de l'énergie cinétique (plus le photon est énergétique, moins il interagit). Ce test prouve que la condition de transparence aux photons du capteur pré-déterminée est applicable pour toute énergie.

4.4. RÉPONSE EN FONCTION DE LA POSITION DU DÉTECTEUR

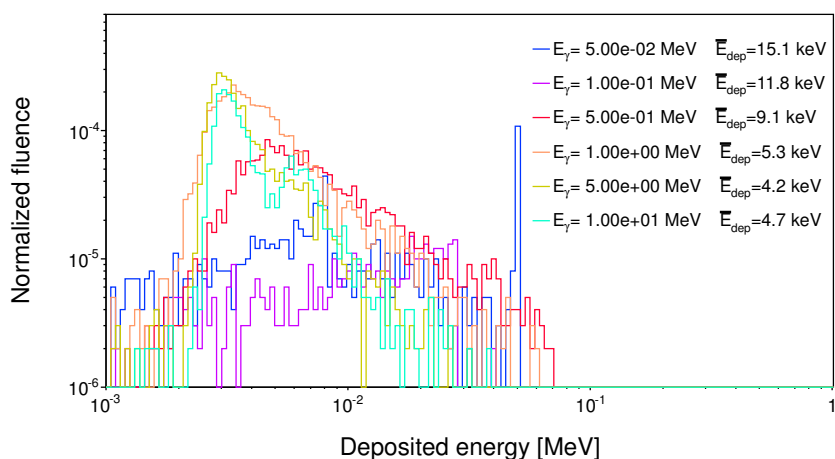


FIGURE 4.33 – Energie déposée par des photons monoénergétiques dans la couche épitaxiale du capteur (le convertisseur de polyéthylène est présent).

4.4 Réponse en fonction de la position du détecteur

Pour un futur dosimètre, il est important d’avoir un système avec une réponse constante en fonction de la distance à la source et de l’angle, un travailleur restant rarement immobile sur son lieu de travail.

4.4.1 Efficacité en fonction de la distance

Les tests pour déterminer la réponse du détecteur en neutrons en fonction de la distance ont déjà été effectués au cours de travaux précédents [THH⁺08] et ont montré que l’efficacité restait constante avec la distance. Ces mesures ont été effectuées sur la source $^{241}\text{AmBe}$ de l’irradiateur Van Gogh de l’IRSN. Il faut noter que les expériences ont été menées avec un autre capteur MIMOSA-5, non-amincé (voir §2.1.4), ce qui explique les différences d’efficacité observées : dans notre cas, nous obtenons une efficacité intrinsèque de détection aux neutrons de l’AmBe de $(1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ contre $(1.55 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ citée dans la publication (la surestimation de l’efficacité s’explique également par des réactions parasites induites par l’environnement expérimental). Cependant, la constance de la réponse du détecteur avec la distance ne dépendant pas de l’amincissement du capteur, nous pouvons comparer ces mesures avec celles que nous avons effectuées sur des sources α (^{241}Am) et γ (^{241}Am avec écran d’aluminium pour s’affranchir de la composante due aux rayons X). Les résultats sont présentés

sur la figure 4.34, qui donne en orange les valeurs d'efficacités de détection aux neutrons en fonction de la distance données dans [THH⁺08]. En bleu foncé et clair sont présentées les valeurs que nous avons obtenues d'efficacité intrinsèque pour différentes distances à la source (en α et en photons). Nous constatons que, comme pour les neutrons, la réponse du détecteur demeure constante avec la distance, ce qui constitue une bonne nouvelle pour la conception d'un futur dosimètre, qui doit présenter une réponse uniforme en type de source, en distances et en angles.

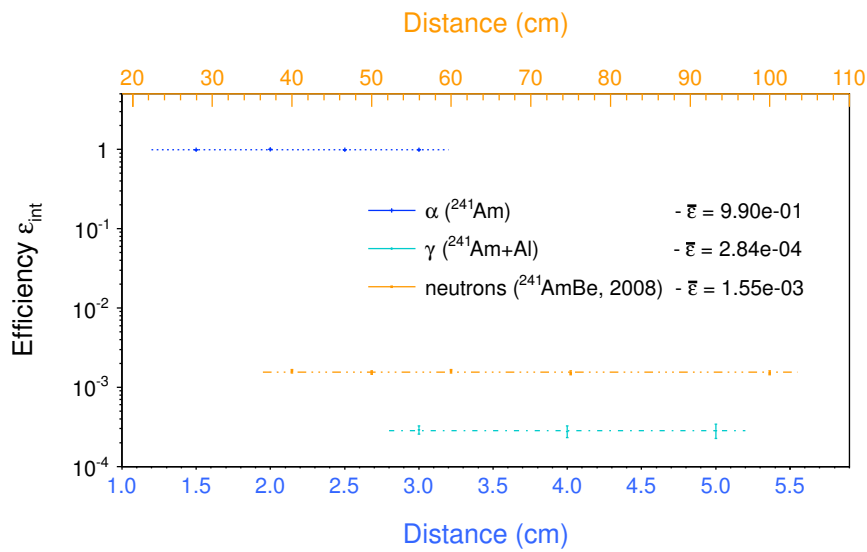


FIGURE 4.34 – Efficacité expérimentale du détecteur en fonction de la distance pour différents types de particules incidentes. En lignes pointillées sont indiquées les valeurs moyennes des efficacités. Les données neutrons proviennent de [THH⁺08].

4.4.2 Réponse angulaire

Un dernier type de test concerne la réponse angulaire du capteur. Les mesures ont été effectuées sur la source AmBe de l'IPHC à 15 cm pendant 1h pour quatre angles : 0°, 30°, 45° et 60°. La coupure à 250 ADC a été appliquée pour ne conserver que les protons de recul.

Les figures 4.35 et 4.36 montrent les distributions de protons de recul simulées et expérimentales, et le tableau 4.7 résume les efficacités de détection de neutrons obtenues pour chaque angle. Nous constatons que la réponse du détecteur

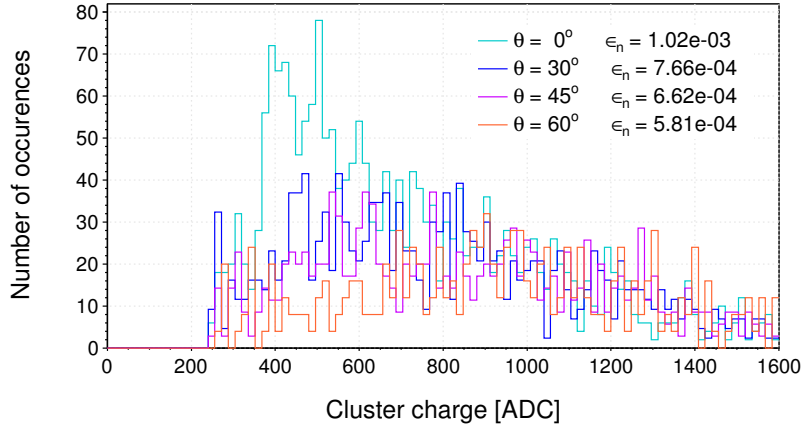


FIGURE 4.35 – Distributions mesurées de charge ADC par les protons de recul pour différents angles.

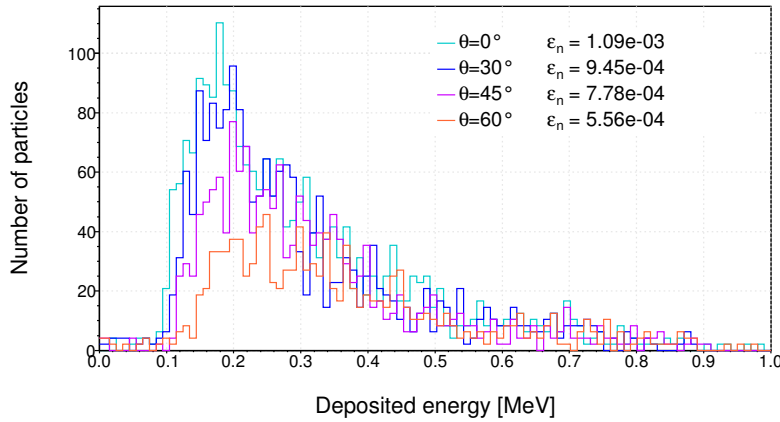


FIGURE 4.36 – Distributions simulées par MCNPX de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les protons de recul pour différents angles.

décroit quand l'angle augmente, ce qui est de prime abord une mauvaise nouvelle pour un futur dosimètre. En comparant le nombre de protons émergeant du convertisseur et le nombre de protons entrant dans la couche épitaxiale sur la figure 4.37, nous remarquons que de moins en moins de protons entrent dans le détecteur au fur et à mesure que l'angle augmente alors qu'il y a toujours autant de protons produits. Des protons sont donc perdus entre le convertisseur et le capteur, avec un effet qui augmente avec l'angle.

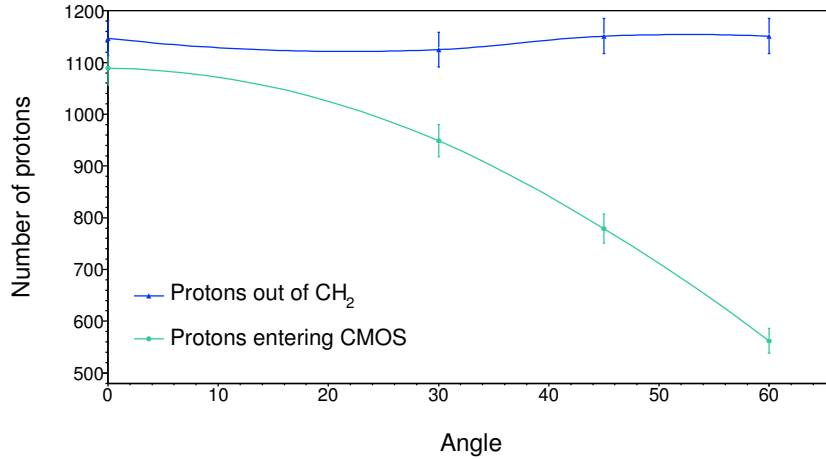


FIGURE 4.37 – Nombre de protons sortant du convertisseur et entrant dans la couche épitaxiale en fonction de l’angle d’incidence (obtenu par simulation MCNPX pour 10^6 neutrons simulés).

Angle	ε_{sim}	ε_{exp}
0°	$(1.08 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
30°	$(0.95 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(0.77 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
45°	$(0.78 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(0.66 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
60°	$(0.56 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	$(0.58 \pm 0.06) \times 10^{-3}$

TABLE 4.7 – Efficacités de détection des neutrons simulées et mesurées pour différents angles.

La visualisation de la géométrie simulée avec les traces de protons de recul sur la figure 4.38 illustre cette perte de protons. Celle-ci est générée par la présence d’air entre le capteur et le convertisseur. En effet, les protons de recul sont émis préférentiellement aux alentours de 30° [THH⁺08], et ce quel que soit l’angle d’inclinaison du convertisseur. Comme le capteur n’est pas collé directement contre le convertisseur, au fur et à mesure que l’angle augmente, la surface effective vue par les protons diminue alors qu’ils sont toujours émis dans le même angle solide. Le nombre de protons rencontrant le capteur diminue donc également.

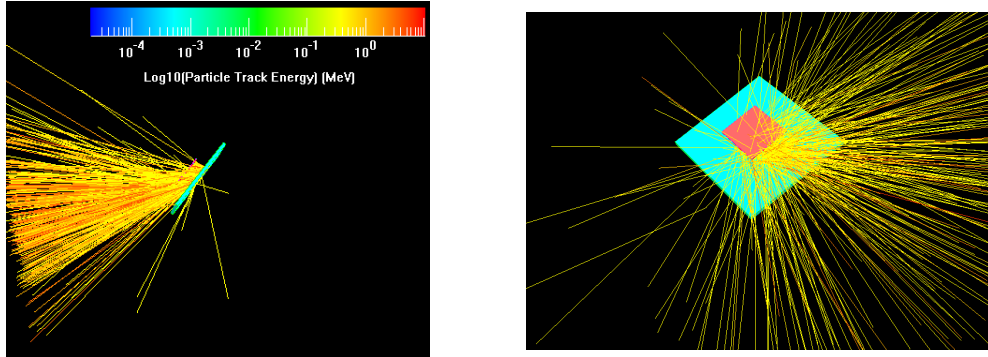


FIGURE 4.38 – Visualisation (obtenue avec le logiciel Moritz) des traces simulées de protons de recul créés par les neutrons de l'AmBe. En rose le capteur CMOS et en bleu le convertisseur de polyéthylène. Le dispositif est incliné de 45° par rapport à la normale.

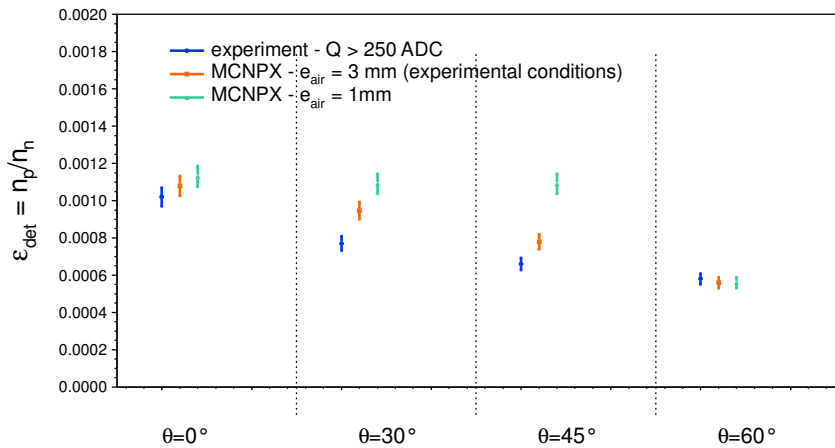


FIGURE 4.39 – Comparaison des efficacités de détection expérimentale et simulées du capteur pour différents angles d'incidence et différentes épaisseurs d'air.

Pour pallier à ce problème, un futur dosimètre devra réduire l'épaisseur d'air entre le capteur et le convertisseur. Des simulations MCNPX ont été effectuées avec une épaisseur d'air inférieure (1 mm au lieu de 3) pour tester cette hypothèse. Les efficacités de détection correspondantes sont représentées sur la figure 4.39. Comme attendu, si l'espace entre le convertisseur et le capteur diminue, l'efficacité de détection en fonction de l'angle tend à se stabiliser. Pour

un angle de 60° cependant, la réponse retombe à des valeurs plus basses. Réduire l'épaisseur d'air est donc la bonne solution, tout en respectant l'intégrité du capteur (coller directement le polyéthylène au capteur pourrait l'endommager). Aucune mesure n'a été effectuée pour vérifier les simulations, la configuration actuelle du détecteur ne permettant pas de diminuer suffisamment l'épaisseur d'air. Ce point restera donc à vérifier lors de la construction et du test du dosimètre final.

4.5 Mesures sur une source de ^{252}Cf

Lors de la campagne de tests au LMDN/IRSN (Cadarache) de novembre 2010 pour des expériences sur l'irradiateur Van Gogh (décrit dans le chapitre 2, §2.3.4.2), des mesures ont été effectuées sur une source de ^{252}Cf , émettrice de neutrons rapides suivant le spectre donné dans la figure 2.25. Le détecteur était placé à 40 cm de la source et a été irradié pendant 30 minutes. Le même convertisseur en polyéthylène que pour les mesures en AmBe a été utilisé.

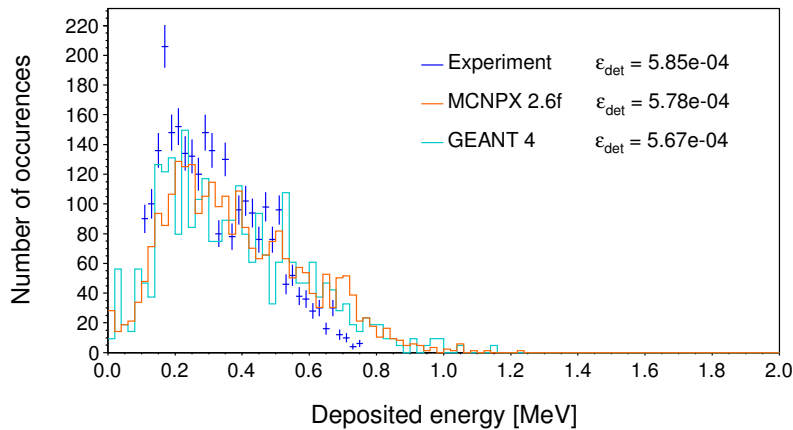


FIGURE 4.40 – Comparaison des distributions d'énergie déposée expérimentale et simulées (MCNPX et GEANT4) pour une irradiation du capteur à 40 cm de la source de ^{252}Cf pendant 30 minutes.

L'efficacité de détection expérimentale obtenue est $\varepsilon_{\text{exp}} = (5.85 \pm 0.22) \times 10^{-4}$ (53% de l'incertitude provient des fluctuations statistiques), en bon accord avec les simulations MCNPX et GEANT4 qui donnent respectivement des valeurs $\varepsilon_{\text{mcnp}} = (5.78 \pm 0.19) \times 10^{-4}$ et $\varepsilon_{\text{geant}} = (5.67 \pm 0.18) \times 10^{-4}$. Cet accord est illustré sur la figure 4.40 qui montre les distributions d'énergie déposée

expérimentale (obtenue avec un facteur de conversion 0.4 keV/ADC) et simulées. La figure 4.41 montre le cluster moyen d'un proton de recul pour une irradiation avec la source ^{252}Cf , qui comme attendu a la même forme que celui de l'AmBe (figure 4.29).

Si nous calculons comme pour les mesures en AmBe les χ^2/NDF pour évaluer l'écart entre les distributions d'énergie déposée simulées et expérimentale, nous obtenons une valeur de 7.61 entre expérience et MCNPX et de 10.90 entre expérience et GEANT4 (les résultats sont résumés dans le tableau 4.8). Ces valeurs sont plus élevées que dans le cas de l'AmBe. Nous attribuons ceci à un simple effet statistique. En effet, le nombre de protons de recul observés pour une exposition du capteur au californium est moins important que dans le cas de l'AmBe : la mesure sera donc moins précise et peut donc présenter des différences plus importantes avec les simulations.

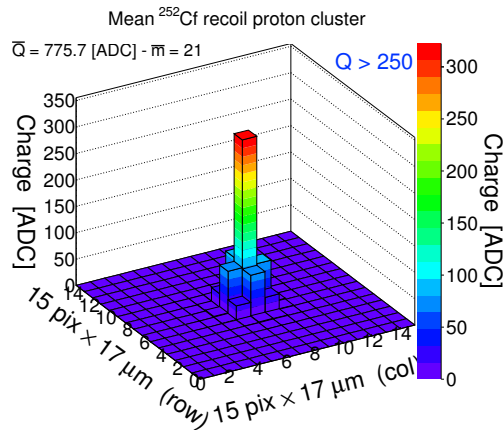


FIGURE 4.41 – Cluster moyen d'un proton de recul du ^{252}Cf pour une irradiation du capteur à 40 cm de la source.

4.6 Réponse aux électrons β

La source utilisée est celle de ^{90}Sr décrite dans le §2.3.3. Le spectre d'une telle source s'étend jusque 2.2 MeV d'énergie et est donné par la figure 2.24. L'intérêt d'irradier le capteur avec des électrons est de nous permettre de situer les distributions d'électrons (purs) par rapport à celles des protons, les rayonnements β pouvant également constituer un bruit de fond physique à nos mesures (quoique moins important que le bruit provenant des photons).

La distribution de charge ADC obtenue pour une exposition à 6 cm du capteur pendant 2 minutes est donnée sur la figure 4.42. La grande majorité des événements observés ont une multiplicité faible (1 à 2 pixels de multiplicité) et une charge inférieure à notre coupure choisie de 250 ADC. Ceci confirme une nouvelle fois la validité de cette coupure qui permet également de s'affranchir du bruit physique éventuel généré par les électrons des sources émettrices β .

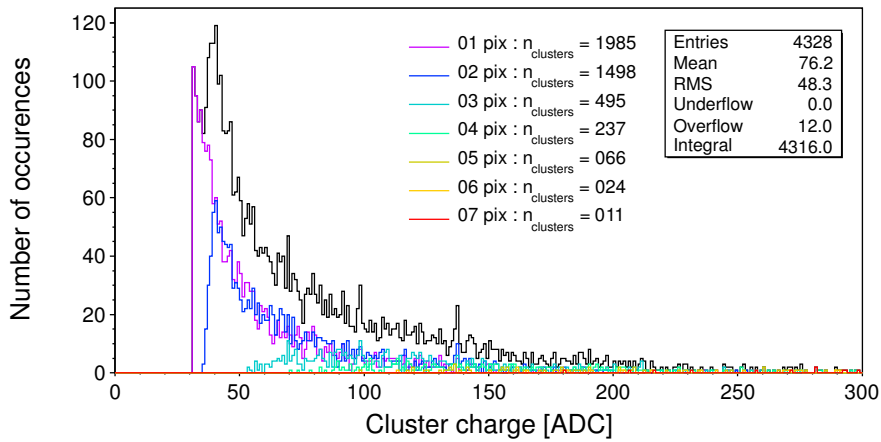


FIGURE 4.42 – Distribution de charge observée pour une exposition du capteur à une source de ^{90}Sr à 6 cm pendant 2 minutes.

Si nous comparons l'expérience à la simulation, toujours en utilisant notre facteur de conversion de 0.4 keV/ADC, nous obtenons les distributions de la figure 4.43 : le bon accord de forme entre les deux distributions nous permet de vérifier notre hypothèse pour la valeur du facteur. Cependant, le calcul du χ^2/NDF nous donne une valeur élevée de 55.7, qui illustre une inadéquation entre les deux distributions : l'allure est bonne, mais les écarts entre les deux courbes sont importants, particulièrement à basse énergie déposée où les valeurs expérimentales sont inférieures à celles de la simulation. En revenant sur les résultats des tests de validation des codes Monte Carlo pour les électrons (§3.4.2 du chapitre 3), ceci s'explique facilement par le fait que MCNPX modélise mal le parcours (et donc le dépôt d'énergie) des électrons. Ce n'est pas le cas de GEANT4 qui est plus fiable que MCNPX pour le transport des électrons, et donne donc de meilleurs accords avec l'expérience avec un χ^2/ndf plus faible de 4.1 (tableau 4.8).

Si nous calculons les efficacités de détection expérimentale et simulées associées, nous obtenons un bon accord entre $\varepsilon_{\text{exp}} = (2.22 \pm 0.05) \times 10^{-2}$, $\varepsilon_{\text{mcnpX}} =$

4.6. RÉPONSE AUX ÉLECTRONS β

$(2.30 \pm 0.04) \times 10^{-2}$ et $\varepsilon_{\text{geant4}} = (2.18 \pm 0.03) \times 10^{-2}$ (seules les incertitudes statistiques sont considérées ici, l'incertitude sur l'activité de la source étant inconnue).

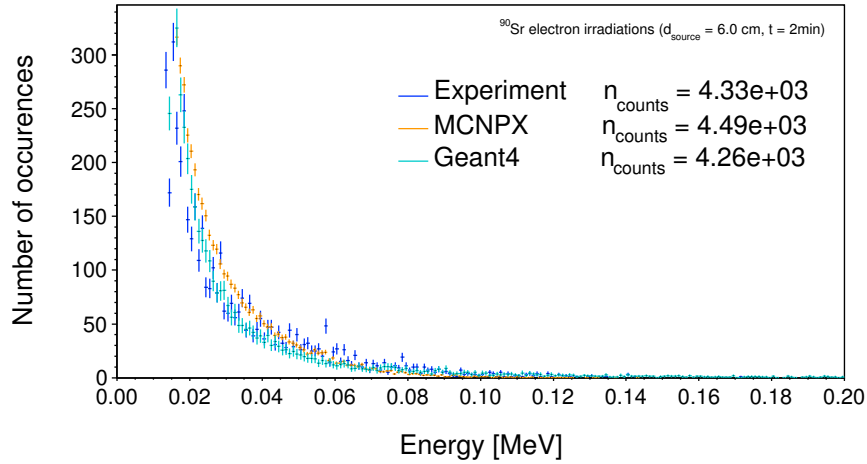


FIGURE 4.43 – Comparaison des distributions d'énergie déposée expérimentale et simulées (par MCNPX et GEANT4) pour une exposition du capteur à une source de ^{90}Sr à 6 cm pendant 2 minutes.

Il peut paraître étonnant de ne pas obtenir une efficacité de détection de 100% dans la mesure où le capteur est exposé directement à des particules chargées. Cette différence s'explique notamment par la coupure de 30 coups d'ADC (donc aux alentours de 12 keV) appliquée afin de s'affranchir du bruit ainsi que celle appliquée sur la sélection d'événements (rapport signal à bruit S/B du pixel siège supérieur à 5), mais aussi parce qu'une grande partie de ces électrons sont des particules au minimum d'ionisation (*MIP*).

Source	χ^2/NDF (MCNPX)	χ^2/NDF (GEANT4)
$^{241}\text{AmBe}$ (n)	1.3	2.1
^{252}Cf (n)	7.6	10.9
^{90}Sr (e-)	55.7	4.1

TABLE 4.8 – Valeurs des χ^2/NDF illustrant l'adéquation entre les distributions d'énergie déposée simulées et mesurées.

4.7 Bilan des mesures

Le capteur MIMOSA-5 s'avère donc être un bon candidat pour la détection de neutrons rapides. Nous résumons nos résultats en quatre points principaux :

- Les mesures en AmBe ont montré qu'une coupure appropriée permettait de s'affranchir en quasi totalité de la composante d'électrons générés par les photons, rendant ainsi le capteur transparent aux γ .
- Les efficacités de détection obtenues en sources AmBe et en Cf sont relativement élevées pour la détection neutrons avec $(1.08 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ pour l'AmBe et $(5.85 \pm 0.22) \times 10^{-4}$ pour le Cf, avec un bruit de fond physique très faible (1% du signal).
- Les différentes mesures effectuées montrent par ailleurs un bon accord entre simulations et expériences, ce qui indique une bonne compréhension des phénomènes physiques.
- La limitation induite par la non-constance de la réponse angulaire due à un simple facteur géométrique peut être corrigée facilement.

Notre capteur a donc passé avec succès l'épreuve des neutrons rapides. La détection des neutrons de basse énergie reste à investiguer, et sera donc traitée dans le chapitre suivant.

Détection des neutrons thermiques

*La science consiste à passer d'un étonnement à un
autre.*
Aristote

Sommaire

5.1	Simulations Monte Carlo	163
5.1.1	A propos des photons	163
5.1.2	Configuration ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)	165
5.1.3	Configuration ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)/Cd	168
5.1.4	Effet de la présence de cadmium	170
5.2	Résultats expérimentaux	171
5.2.1	Effet du graphite	171
5.2.2	Convertisseurs borés	172
5.2.3	Clusters	176
5.3	L'expérience confrontée à la simulation	178
5.4	Une alternative au ^{10}B : le ^6Li	181
5.5	La modération de la source d'AmBe de l'IPHC	183

5.6	Étapes pour un futur dosimètre	185
5.7	Conclusion des mesures	187

Les neutrons étant définis sur une très large gamme énergétique, un dosimètre de neutrons doit être capable de couvrir toute cette gamme. Par conséquent, une fois déterminée la réponse du capteur aux neutrons rapides (chapitre 4, §4.3.2.5), des tests ont été effectués sur la source de ^{252}Cf modérée de l'installation Van Gogh (IRSN), décrite dans le §2.3.4.2 du chapitre 2, qui émet une composante de neutrons thermiques. Deux types de convertisseurs ont été testés : l'un au ^{10}B (BE10), l'autre au $^{\text{nat}}\text{B}$ (BN1). Les convertisseurs BE10 et BN1 n'étant pas opaques, ils ont été fixés sur un support en graphite de 1 mm d'épaisseur afin de rendre le détecteur hermétique à la lumière. Toutes les irradiations ont été effectuées à 40 cm de la source pendant 30 minutes. Comme décrit dans le §2.2.3.1, les couches actives des convertisseurs BE10 et BN1 sont constituées de ^{10}B (99% pour BE10, 20% pour BN1), ce qui permet d'utiliser la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ dont la section efficace est particulièrement élevée pour les neutrons thermiques. Les particules détectées seront donc les α (et éventuellement les ^7Li) produits par cette réaction.

5.1 Simulations Monte Carlo

Les simulations ont été effectuées avec le code GEANT4, car MCNPX ne prend pas en charge le transport des particules chargées produites par les réactions inélastiques des neutrons. Contrairement aux protons de recul produits par les neutrons rapides, les α nécessitent des corrections dans la simulation, notamment sur l'épaisseur d'air séparant le convertisseur du capteur. En effet, comme il a été montré dans le chapitre 3 (3.15), le parcours des α est sur-estimé par l'outil GEANT4. Il faut donc augmenter l'épaisseur d'air dans la simulation par rapport à la réalité. Ainsi, l'épaisseur d'air simulée est de 1.9 mm. L'environnement de la source n'a pas été simulé, celle-ci étant située en hauteur sur une plateforme permettant la limitation du bruit de fond provenant des neutrons diffusés.

5.1.1 A propos des photons

L'interaction des neutrons avec l'eau lourde et la coquille en aluminium génère des photons par capture radiative (n,γ). La figure 5.1 montre les distributions en énergie de ces photons ainsi que des électrons créés par l'interaction de certains de ces photons (dans la coquille notamment) simulées avec GEANT4. La proportion de photons est non négligeable : pour 10^6 neutrons émis, 14700 photons sortent de la sphère. La contribution des électrons est d'autant moins importante que le capteur étant situé à 40 cm de la source, ils seront absorbés dans l'air avant d'avoir atteint le détecteur. Pour s'affranchir de ces photons (auxquels s'ajoutent ceux produits par capture radiative des neutrons sur le car-

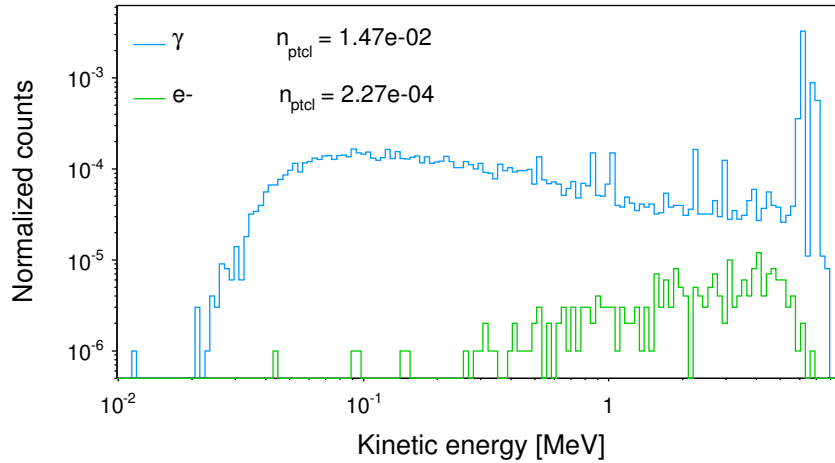


FIGURE 5.1 – Spectres en énergie des photons et électrons en sortie de la sphère modératrice d'eau lourde de l'installation Van Gogh. Le nombre de particules n_{ptcl} est normalisé par rapport à au nombre de neutrons émis par la source.

bone, l'hydrogène et le bore) qui ajouteront une contribution à basse énergie déposée au signal total, il sera donc nécessaire d'appliquer la coupure que nous avons déterminée dans le chapitre précédent (250 ADC en charge, 100 keV en énergie déposée §4.3.2.4).

5.1.2 Configuration ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)

La sphère d'eau lourde qui entoure la source de californium permet la modération des neutrons rapides émis. Le spectre de la source est donnée sur la figure 2.25 (chapitre 2). Afin de gagner du temps de calcul, la sphère d'eau lourde n'a pas été simulée : le spectre de la configuration $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ étant connu (donné par l'IRSN), il a directement été entré dans le code de simulation.

Sur la figure 5.2 sont représentées les distributions d'énergie des particules produites par la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, soit α et ^7Li , telles qu'elles apparaissent en sortie des convertisseurs. La distribution d' α est logiquement la plus importante, les α étant moins ionisants que les ^7Li et pouvant donc plus facilement sortir du convertisseur. En comparant les nombres de particules produites par les convertisseurs BE10 et BN1, nous obtenons un rapport $n_{\text{bn1}}/n_{\text{be10}}$ d'environ 30% pour chaque type de particule. Ces distributions montrent également la nécessité d'avoir un capteur aminci pour détecter les particules secondaires produites par les neutrons thermiques. En effet, les énergies des particules α en sortie du convertisseur ne dépassent pas les 2 MeV. Or le parcours de telles particules (dans l'air ou d'autres matériaux) est très faible. Ces α ne seront pas capables de traverser une couche d'oxyde SiO_2 de 6 μm (déposée sur la couche sensible dans les capteurs standards, voir figure 2.15) en plus de l'épaisseur d'air entre le convertisseur et le capteur. Dans nos simulations comme dans nos mesures, les particules arrivent directement sur l'arrière du capteur, sans avoir à traverser cette couche d'oxyde.

La figure 5.3 montre les distributions d'énergie déposée dans la couche épitaxiale de particules produites par l'interaction des neutrons avec un convertisseur de type BE10. Nous voyons apparaître majoritairement les particules α provenant de l'interaction des neutrons thermiques avec le ^{10}B , mais également des ions ^7Li qui parviennent à traverser la couche d'air entre le capteur et le convertisseur. Ces particules très ionisantes sont créées en surface de la couche active, ce qui explique qu'elles ont suffisamment d'énergie pour atteindre la couche épitaxiale du CMOS. Une faible composante de protons apparaît également, qui provient d'une part des protons de recul produits par l'interaction des neutrons rapides du spectre avec la couche de polyester qui sert de support au bore, et d'autre part des réactions $^{10}\text{B}(n,p)^{10}\text{Be}$ avec les neutrons rapides. Une grande partie des protons de recul émis par l'interaction avec le polyester est absorbée dans la couche active de bore, ce qui explique qu'ils soient si peu nombreux. Enfin, une petite composante de ^{28}Si de recul apparaît, provenant de l'interaction des neutrons rapides directement avec les noyaux de silicium de la couche épitaxiale.

Après application d'une coupure sur l'énergie déposée de 100 keV, nous obtenons les distributions montrées sur la figure 5.4. La coupure correspond à celle qui a été déterminée au chapitre précédent comme seuil pour la discrimina-

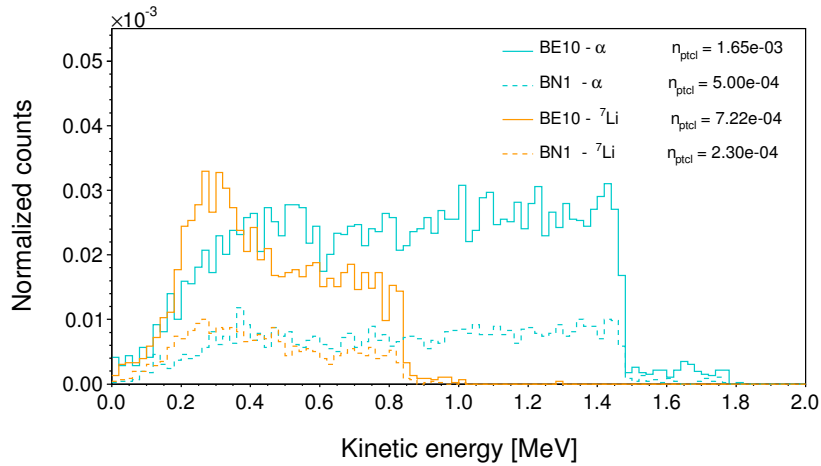


FIGURE 5.2 – Distributions de l'énergie cinétique des α et ${}^7\text{Li}$ à la sortie des deux types de convertisseur (simulée par GEANT4). Le nombre de particules n_{ptcl} est normalisé par rapport à au nombre de neutrons émis par la source.

tion n/γ . Les α représentent la contribution majoritaire au signal à hauteur de 82.9%, les ${}^7\text{Li}$ contribuant de leur côté à 14.6%. Les parts des protons et ${}^{28}\text{Si}$ sont négligeables, constituant respectivement 1.8 % et 0.7% du signal. D'après ces résultats, nous obtenons avec une coupure à 100 keV une très bonne pureté de signal. Une quantité non négligeable de particules d'intérêt sera cependant perdue avec une telle coupure : 44% du signal total, incluant 30% d' α perdus et près de 72% de ${}^7\text{Li}$. L'efficacité de détection intrinsèque simulée du capteur demeure cependant suffisamment élevée, avec une valeur de $(1.06 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ pour le BE10 en intégrant toutes les énergies du spectre modéré.

La figure 5.5 illustre les différences d'efficacité entre le BE10 et le BN1 en montrant les distributions totales d'énergie déposée pour les deux convertisseurs (toujours en coupant le signal à 100 keV). Le BN1 est logiquement moins efficace que le BE10 avec une efficacité de détection plus faible de $(3.28 \pm 0.02) \times 10^{-4}$, puisque sa concentration en ${}^{10}\text{B}$ est plus faible. L'idéal pour un futur dosimètre serait bien évidemment d'utiliser le matériau donnant l'efficacité maximale pour la conversion des neutrons thermiques, mais le prix d'un tel matériau est plus élevé que celui d'un convertisseur au bore naturel.

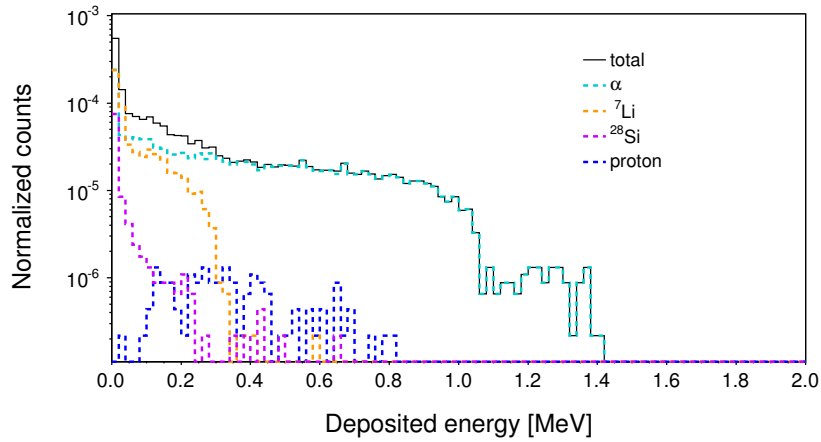


FIGURE 5.3 – Distribution simulée (avec GEANT4) de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du Cf+D₂O avec le convertisseur BE10.

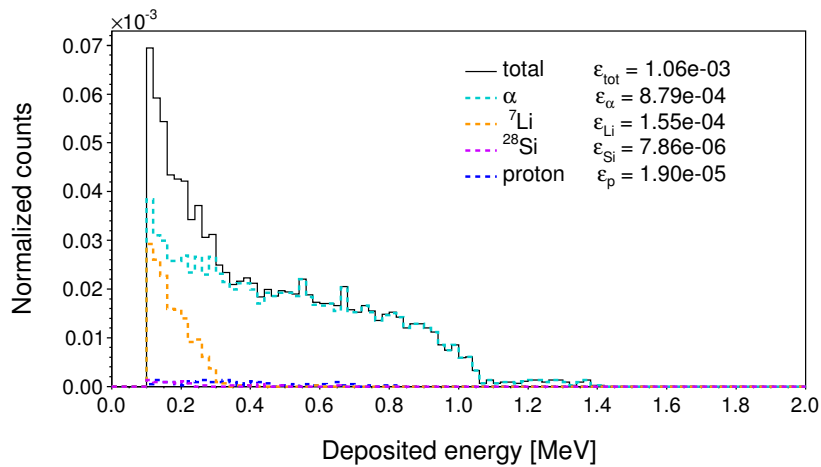


FIGURE 5.4 – Distribution simulée (avec GEANT4) de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du Cf+D₂O avec le convertisseur BE10 pour une énergie déposée supérieure à 100 keV [Van11].

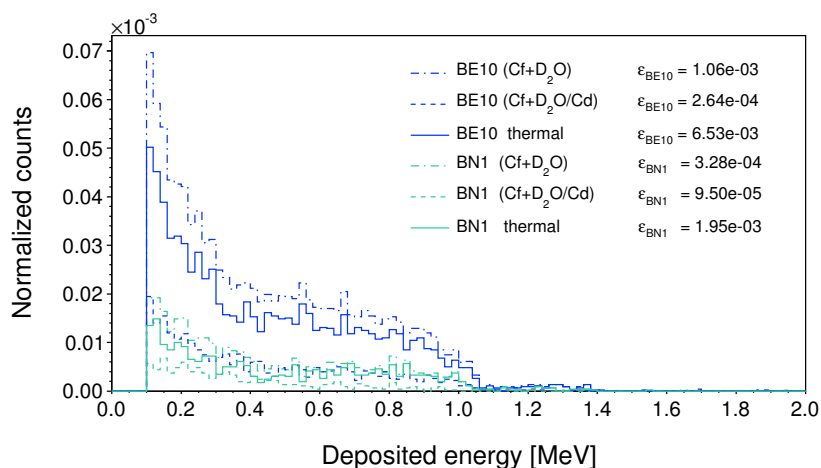


FIGURE 5.5 – Distributions simulées de l'énergie déposée (normalisées) pour les convertisseurs BE10 et BN1 et pour une exposition du système aux deux configurations de sources modérées (avec et sans cadmium). En traits pleins sont données les distributions provenant de la soustraction des deux configurations (donc la contribution purement thermique) [Van11].

5.1.3 Configuration ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)/Cd

Dans cette configuration, une coquille de cadmium est ajoutée à la sphère d'eau lourde afin de supprimer la composante thermique du spectre (de 10 meV à 1 eV). La distribution en énergie des neutrons d'une telle source est donnée sur la figure 2.25 (chapitre 2). L'intérêt d'effectuer des mesures sur cette configuration de source est de pouvoir, en la couplant avec celles effectuées sur le Cf+D₂O, déduire l'efficacité du détecteur aux thermiques : la soustraction des deux signaux nous donne la contribution due aux neutrons thermiques uniquement. Les irradiations en ($^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$)/Cd nous renseignent également sur l'efficacité de détection aux neutrons intermédiaires.

Sur les figures 5.6 et 5.7, nous pouvons voir les distributions d'énergie déposée des différentes particules produites par les neutrons pour une exposition à la source de (Cf+D₂O)/Cd pour les deux types de convertisseurs BE10 et BN1 (avec une coupure à 100 keV). Logiquement, le nombre total de coups observés diminue avec l'ajout de la coquille de cadmium, puisque que la majeure partie des neutrons thermiques interagissant avec le ^{10}B a été supprimée. Les composantes de protons et de ^{28}Si ne sont plus négligeables, contribuant au signal à hauteur de 30% et de 10% pour le BE10, et près de 54% et 17% pour le BN1. Les α ne participent plus qu'à 51% du signal pour le BE10 et 25% pour le BN1.

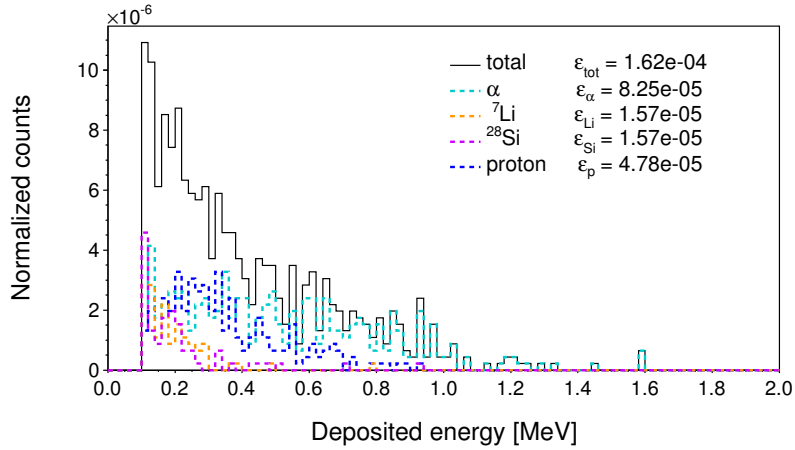


FIGURE 5.6 – Distribution simulée de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du $(\text{Cf}+\text{D}_2\text{O})/\text{Cd}$ avec le convertisseur BE10.

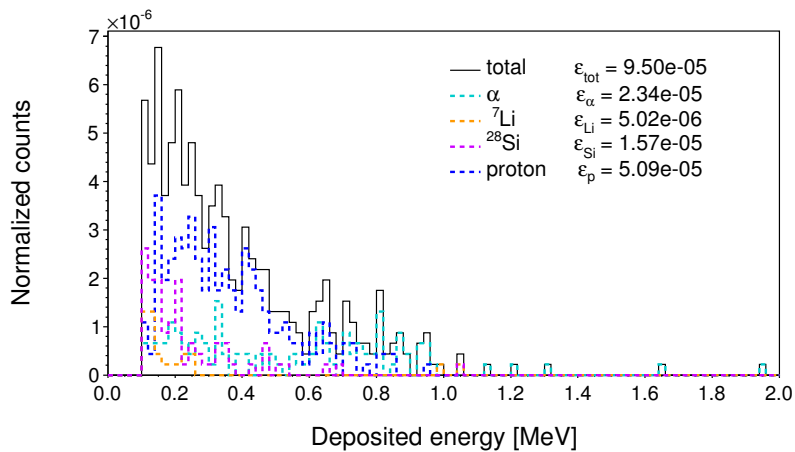


FIGURE 5.7 – Distribution simulée de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du $(\text{Cf}+\text{D}_2\text{O})/\text{Cd}$ avec le convertisseur BN1.

5.1.4 Effet de la présence de cadmium

La figure 5.5 (montrée précédemment) compare les distributions d'énergie déposée simulées avec GEANT4 des différentes configurations testées : BE10 et BN1 sous Cf+D₂O et sous (Cf+D₂O)/Cd. La soustraction de la distribution sans cadmium à la distribution obtenue sous Cf+D₂O nous donne celle provenant des particules générées par les interactions des neutrons thermiques uniquement. La grande majorité des α et ${}^7\text{Li}$ produits proviennent de ces neutrons, les neutrons intermédiaires interagissant beaucoup moins par réaction ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ (près de 85% des particules secondaires sont produites par les neutrons thermiques uniquement présents dans le spectre de Cf+D₂O).

La proportion de neutrons thermiques dans le spectre total ne représente que 12% du spectre total de Cf+D₂O. Connaissant ce nombre, nous pouvons en déduire l'efficacité de détection intrinsèque du capteur simulée par GEANT4. Nous obtenons ainsi pour le BE10 une excellente efficacité $\varepsilon_{\text{g4 BE10}} = (6.53 \pm 0.30) \times 10^{-3}$ et pour le BN1 $\varepsilon_{\text{g4 BN1}} = (1.95 \pm 0.10) \times 10^{-3}$. Les convertisseurs sont donc tous les deux utilisables pour la détection des neutrons thermiques. Le choix de l'un ou l'autre sera un compromis entre efficacité importante et prix élevé.

5.2 Résultats expérimentaux

Des photos du dispositif sont présentées sur les figures 5.8 et 5.9. La distance entre la source et le détecteur est réglée précisément à l'aide d'un laser.

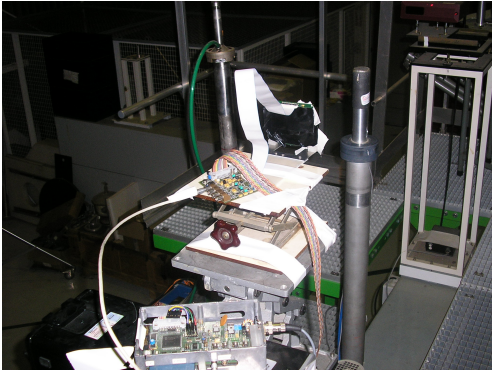


FIGURE 5.8 – Photo du dispositif de mesure devant le tube de sortie de la source (la sphère n'est pas en place).

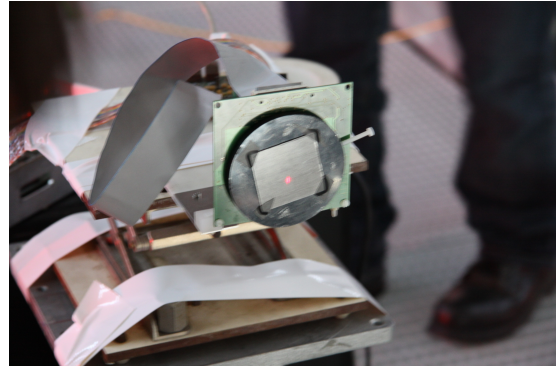


FIGURE 5.9 – Photo du capteur avec son convertisseur en graphite. Le point rouge au centre correspond au laser permettant le réglage de la distance.

5.2.1 Effet du graphite

Une mesure préliminaire a été faite en exposant le capteur avec la plaque de graphite (servant de support opaque aux convertisseurs borés) seule pendant 15 minutes à 40 cm de la source modérée de californium, le but étant d'estimer le bruit physique généré par le graphite et les autres matériaux environnants (notamment par la production de photons par capture radiative). Le résultat obtenu pour la distribution de charge ADC est donné sur la figure 5.10 et montre un pic important aux basses charges et basses multiplicités. Ce pic correspond aux électrons secondaires produits par les photons de l'environnement (produits principalement par capture radiative avec les différents matériaux du dispositif). Il sera en grande partie supprimé par notre coupure à 250 ADC.

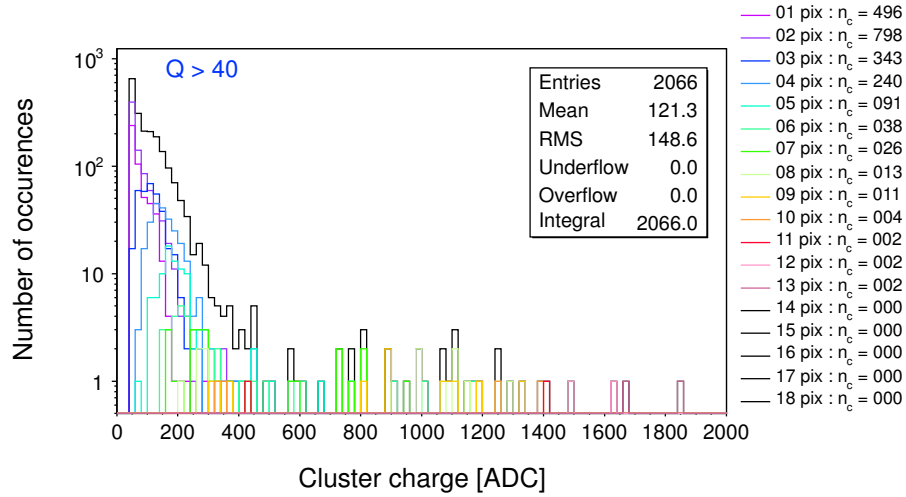


FIGURE 5.10 – Distribution mesurée de la charge obtenue avec le graphite seul exposé au Cf+D₂O pendant 15 minutes à 40 cm de la source.

5.2.2 Convertisseurs borés

La figure 5.11 montre la distribution de charge obtenue (avec une coupure à 40 ADC) pour une exposition du capteur (couplé au convertisseur BE10) de 30 minutes à 40 cm de la source Cf+D₂O. La distribution est similaire à celle observée avec le graphite seul avec le pic d'électrons aux basses charges, mais auquel vient s'ajouter une longue traînée allant jusque 2000 ADC. Le pic d'électrons doit contenir également (d'après la simulation) des particules d'intérêt (α et ${}^7\text{Li}$) qui seront perdues lors de l'application de la coupure de discrimination n/γ . L'absence de délimitation claire (contrairement au cas des protons de recul du chapitre précédent) entre les électrons et les autres particules rend difficile à première vue la discrimination des différentes populations présentes dans cette distribution. Cependant, en considérant la figure 5.12 qui donne la distribution de charge du pixel siège de chaque cluster, nous pouvons voir apparaître plus clairement une population de charge plus élevée (mais en proportion beaucoup moins importante que ce que représentent les électrons). Par ailleurs, en analysant la distribution de charge pour chaque multiplicité de cluster, nous constatons que, contrairement au cas des protons de recul, une partie des événements de basse charge de siège ont une multiplicité élevée (supérieure à 6). Ces clusters ne peuvent provenir d'électrons, et sont donc probablement des clusters de ${}^7\text{Li}$ (ou encore d' α) très ionisants, donc avec une densité de charge élevée.

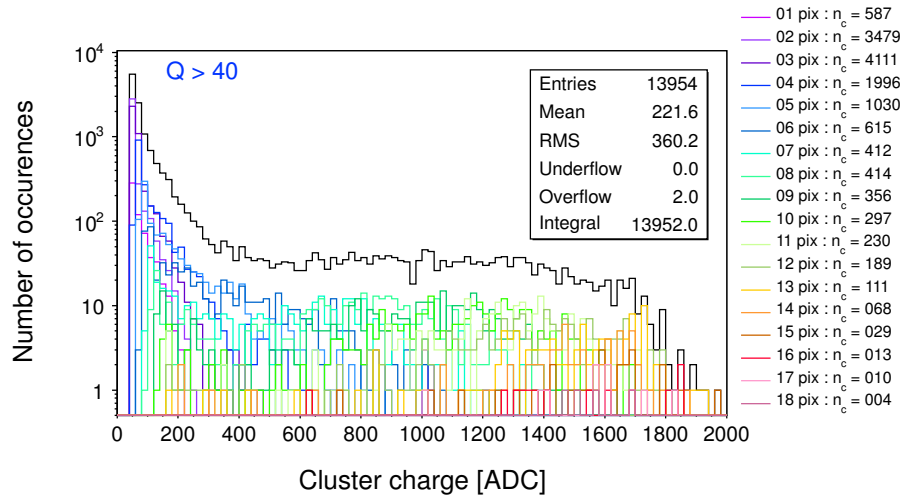


FIGURE 5.11 – Distribution de charge du cluster entier obtenue avec le BE10 exposé au Cf+D₂O pendant 30 minutes à 40 cm.

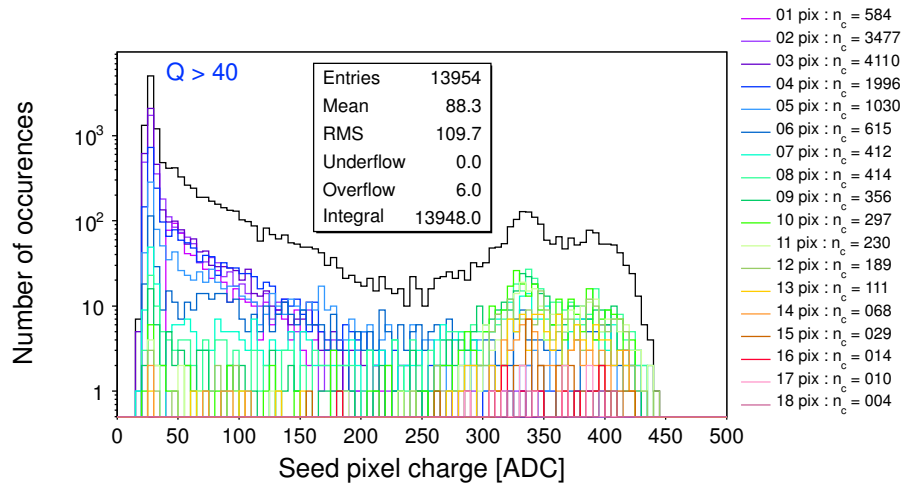


FIGURE 5.12 – Distribution de charge du pixel siège obtenue avec le BE10 exposé au Cf+D₂O pendant 30 minutes à 40 cm.

La figure 5.13, montrant la représentation bidimensionnelle de la charge totale en fonction de la multiplicité, corrobore cette hypothèse avec la présence d'une population de particules peu nombreuses de haute multiplicité mais faible charge (⁷Li fortement ionisants, mais arrivant dans la couche épitaxiale avec une énergie faible) et une autre population de multiplicité plus faible mais de

5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

charge s'étendant jusqu'à des valeurs plus élevées et en proportion plus importante (les α). Les électrons sont localisés dans la partie de basse multiplicité et basse charge.

En comparant sur la figure les représentations de la charge en fonction de la multiplicité obtenues pour les autres convertisseurs (graphite seul et BN1), nous voyons fluctuer les différentes populations présentes. Les α , correspondant à la "banane" de multiplicité moyenne et de charge étendue, sont logiquement moins nombreux en utilisant un convertisseur au bore naturel et quasiment inexistants si le graphite est laissé seul. Le constat est le même pour les ions ${}^7\text{Li}$. Ce comportement est une preuve supplémentaire de la nature des particules observées.

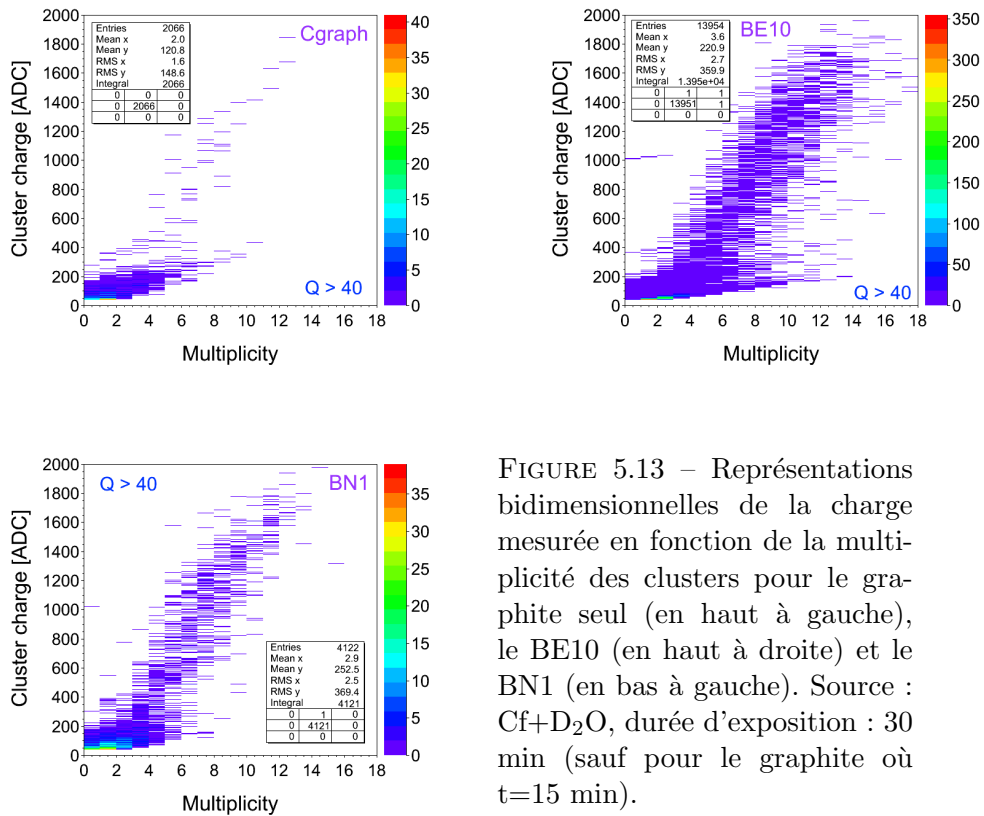


FIGURE 5.13 – Représentations bidimensionnelles de la charge mesurée en fonction de la multiplicité des clusters pour le graphite seul (en haut à gauche), le BE10 (en haut à droite) et le BN1 (en bas à gauche). Source : Cf+D₂O, durée d'exposition : 30 min (sauf pour le graphite où t=15 min).

Si nous appliquons notre coupure de 250 ADC, nous obtenons la distribution de charge représentée sur la figure 5.14. Nous retrouvons ici la même allure que dans le cas de la simulation (figure 5.3) avec un coude vers les plus basses charges qui s'adoucit vers les charges plus élevées.

Nous pouvons comparer les distributions de charge pour les configurations

5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

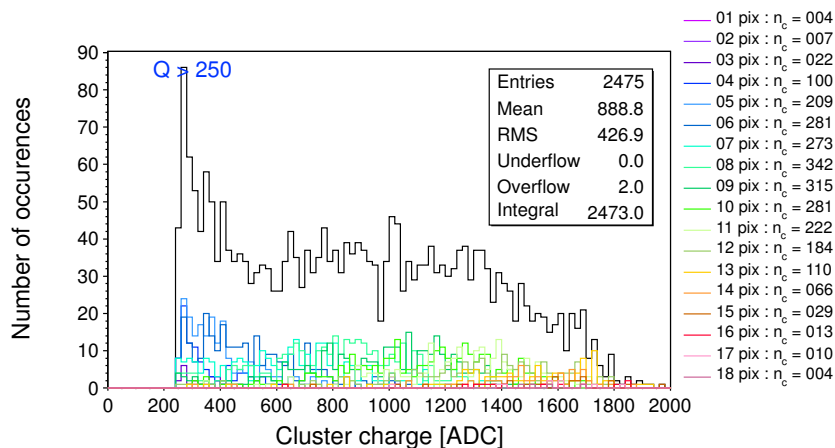


FIGURE 5.14 – Distribution de charge coupée à 250 ADC obtenue avec le BE10 exposé au Cf+D₂O pendant 30 minutes à 40 cm.

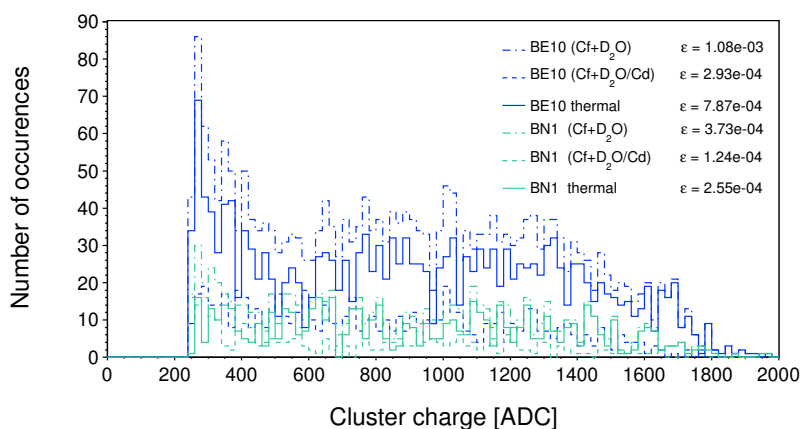


FIGURE 5.15 – Distributions de charge mesurées pour les différents convertisseurs testés exposés au Cf modéré avec et sans cadmium. Les courbes en traits pleins donnent la distribution provenant de la composante purement thermique du spectre.

testées (support de graphite + BE10 ou BN1 exposés au Cf+D₂O avec et sans cadmium) sur la figure 5.15. Les comportements observés sont ceux attendus : les nombres d'événements observés diminuent pour les deux convertisseurs avec la suppression de la composante thermique : l'efficacité de détection passe de $(1.08 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ à $(0.29 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ pour le BE10 et de $(0.37 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ à $(0.12 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ pour le BN1. Toutes ces valeurs sont reprises dans le

tableau 5.1 De plus, le rapport du nombre de particules détectées dans le BN1 sur celui du BE10 est de l'ordre de 30%, en très bon accord avec la simulation.

5.2.3 Clusters

Si nous regardons de plus près un événement ${}^7\text{Li}$ sur la figure 5.16, nous voyons qu'un tel cluster possède une charge relativement faible (202 ADC après filtrage de l'algorithme de clusterisation) tout en restant d'assez grande multiplicité. Ce type d'événements sera malheureusement perdu par l'application de la coupure de 250 ADC nous permettant de nous affranchir de la pollution du signal générée par les photons.

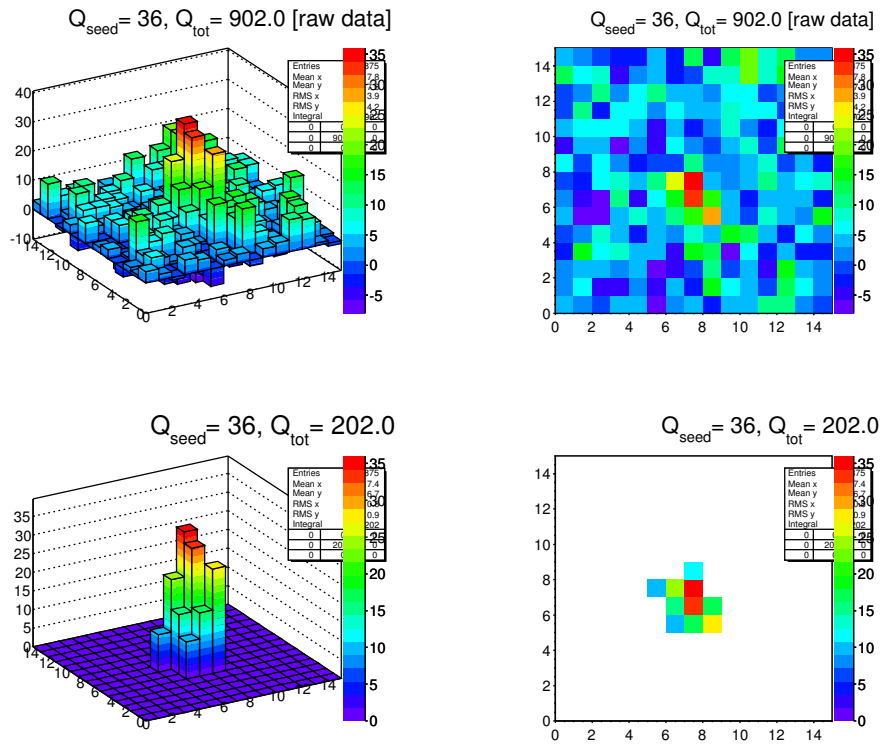


FIGURE 5.16 – Exemple de cluster de ${}^7\text{Li}$. L'image en haut à gauche correspond au signal brut (avant contourage) et en bas à gauche après traitement.

5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La figure 5.17 compare les clusters moyens obtenus avec les convertisseurs graphite, BE10 et BN1 (dans les deux derniers cas, la coupure à 250 ADC a été appliquée afin de supprimer les photoélectrons et ne garder que le signal d'intérêt). Comme attendu, les clusters obtenus avec le BE10 et le BN1 sont très similaires (les deux convertisseurs produisant les mêmes particules secondaires en proportions différentes). Dans le cas du graphite, le cluster est très fin avec de basses charge et multiplicité, de même forme que celui observé dans la figure 4.28 qui montre un cluster provenant des électrons secondaires produits par les photons de l' ^{241}Am . Ceci corrobore l'hypothèse selon laquelle les particules contenues dans le pic de basse charge (observé dans les distributions de charge des figures 5.10 et 5.11) sont des électrons.

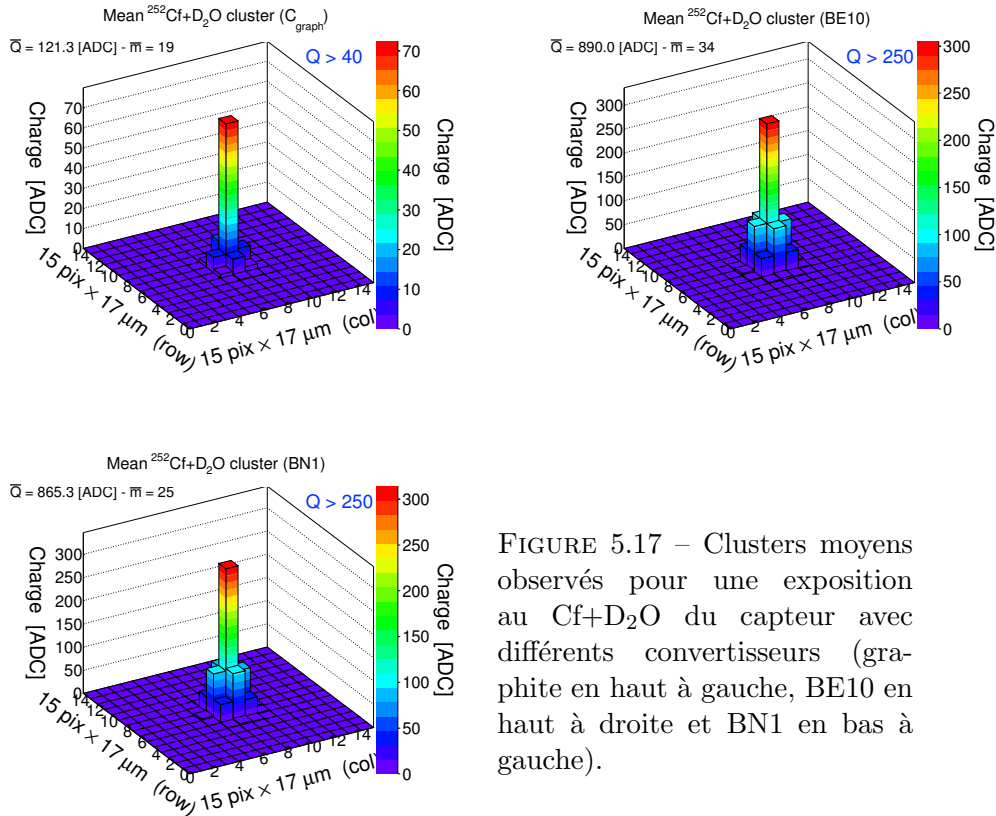


FIGURE 5.17 – Clusters moyens observés pour une exposition au Cf+D₂O du capteur avec différents convertisseurs (graphite en haut à gauche, BE10 en haut à droite et BN1 en bas à gauche).

Les clusters moyens des BE10 et BN1 cependant ne présentent pas la même forme que celui qui avait été obtenu lors de l'exposition du capteur aux α de la source ^{241}Am (figure 4.27). Ceci s'explique par le fait que les particules α observées dans ce cas étaient directement issus d'une source radioactive, de plus avec une énergie de départ élevée (5.5 MeV). Ce n'est pas le cas des α

que nous observons dans la détection des neutrons thermiques : ces particules ont été créées dans le volume du convertisseur boré (avec une énergie initiale inférieure à 2 MeV), qu'elles doivent traverser ainsi qu'une épaisseur d'air avant d'atteindre la couche épitaxiale du capteur où elles seront détectées. Elles arrivent donc sur le capteur avec une énergie bien inférieure à celle des particules α de l'américium, ce qui explique la différence observée entre les deux clusters. À première vue, les clusters de ces particules α "mous" pourraient être confondus avec des clusters de protons (figure 4.29 du chapitre 4). Ajouté au fait que la distribution de charge de nos particules α se trouve dans la même zone de valeur de charge que les protons, nous ne pouvons pas envisager un convertisseur mixte (convertissant les neutrons rapides et thermiques) car il serait impossible de discriminer les deux populations. Ce point est important car les neutrons thermiques ne déposent pas la même dose que les neutrons rapides, d'où la nécessité d'un dosimètre multi-plages.

5.3 L'expérience confrontée à la simulation

Nous pouvons utiliser notre facteur de conversion déterminé dans le chapitre précédent comme 0.4 keV/ADC pour comparer les distributions d'énergie déposée expérimentale et simulée. Nous ne présentons ici que les résultats obtenus pour le BE10 (sur la figure 5.18), ceux du BN1 présentant les mêmes caractéristiques. Les deux distributions, bien qu'ayant la même allure, ne se superposent pas bien avec ce facteur de conversion. Notamment l'énergie maximale déposée donnée par la simulation est de 1 MeV alors qu'elle est de 0.8 MeV pour l'expérience dans ce cas. Le résultat est plus concluant si nous choisissons une valeur de ce facteur à 0.5 keV/ADC. Il faut rappeler que l'incertitude sur ce facteur de conversion est élevée (15%, §4.3.2.5) et peut expliquer les écarts obtenus. Comme il a été dit dans le §4.3.2.6, ce chiffre ne constitue pas une mesure précise d'un facteur de conversion absolu, et les différences observées sur la figure 5.18 en sont la preuve. Les écarts entre les deux distributions peuvent également provenir de la difficulté de GEANT4 à bien reproduire la perte d'énergie des α dans le silicium, comme il était montré sur la figure 3.16 du chapitre 3. Cette différence est encore importante pour des particules α d'énergie supérieure à 100 keV (jusqu'à 25% pour des α de 1 MeV) : GEANT4 sous-estime le parcours, ce qui signifie qu'il surestime le dépôt d'énergie. Il n'est donc pas étonnant d'observer une distribution allant jusqu'à des énergies déposées plus importantes que dans la réalité expérimentale.

Le calcul des χ^2/NDF pour chaque convertisseur et valeur de coefficient de conversion (résumé dans le tableau 5.2) illustre cet accord relatif entre les distributions simulées et expérimentales, avec un résultat de 7.45 pour le BE10 (pour une conversion de 0.4 keV/ADC). La valeur obtenue pour le BN1 est cependant meilleure, avec 4.75. Ces valeurs montrent que les différences observées

5.3. L'EXPÉRIENCE CONFRONTÉE À LA SIMULATION

sur la figure 5.18 entre simulation et expérience ne sont pas si significatives, les χ^2/NDF n'étant pas trop élevés.

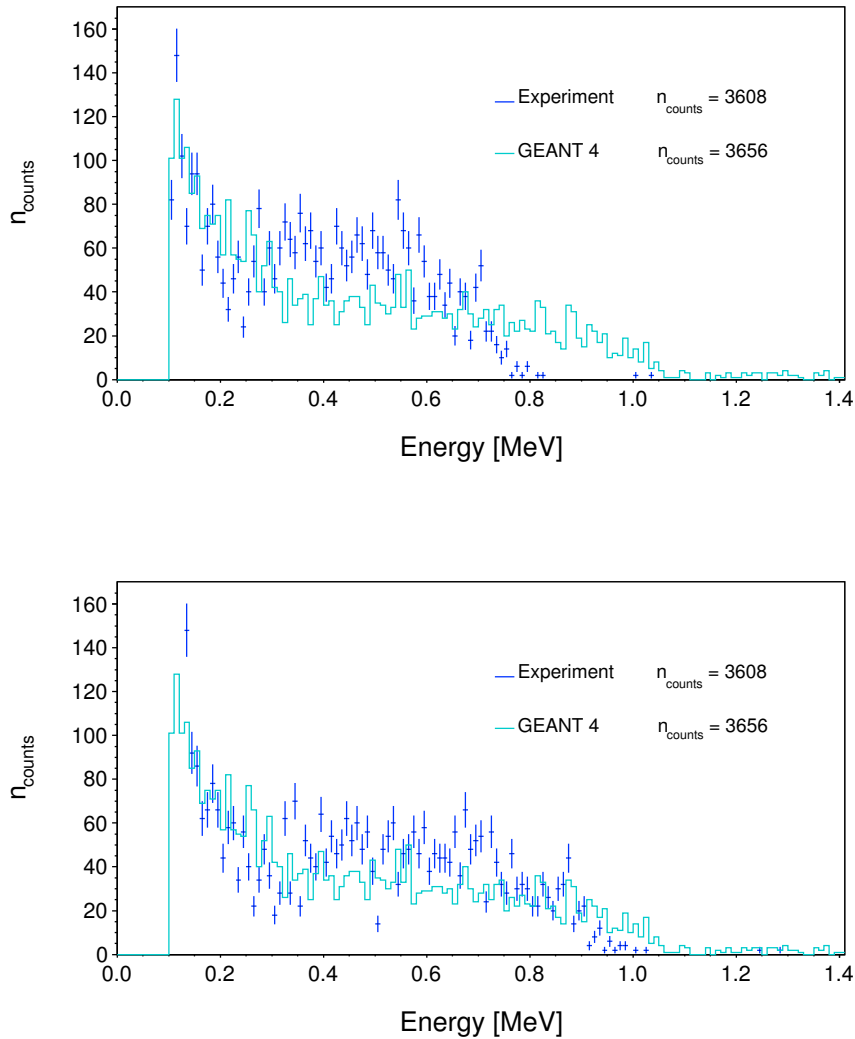


FIGURE 5.18 – Comparaison des distributions d'énergie déposée par la composante thermique du spectre de Cf+D₂O expérimentales et simulées. La figure du haut a été obtenue avec un facteur de conversion de 0.4 keV/ADC et celle du bas avec 0.5 keV/ADC.

5.3. L'EXPÉRIENCE CONFRONTÉE À LA SIMULATION

Le point central est que cette incertitude importante sur le facteur de calibration ne nous empêche pas d'obtenir un bon accord entre les efficacités de détection expérimentales et simulées. Le tableau 5.1 nous en offre un résumé¹. Les efficacités ont été calculées sur la totalité du spectre de neutrons (y compris la composante rapide du spectre) pour les quatre premières lignes du tableau. Toutes les configurations testées (source Cf+D₂O avec et sans cadmium, convertisseur BE10 ou BN1) montrent d'excellents accords entre simulation et mesure. Par exemple, l'efficacité de détection du BE10 exposé au Cf+D₂O mesurée est $\varepsilon_{\text{exp}} = (1.08 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ à comparer avec celle simulée par GEANT4 $\varepsilon_{\text{sim}} = (1.06 \pm 0.05) \times 10^{-3}$.

Les deux dernières lignes du tableau présentent les efficacités de détection "thermiques" pour les convertisseurs BE10 et BN1, calculées sur la composante purement thermique du spectre (qui représente 12% du spectre total). Les valeurs obtenues sont élevées, avec pour le BE10 $\varepsilon_{\text{exp}} = (6.46 \pm 0.29) \times 10^{-3}$ en bon accord avec $\varepsilon_{\text{sim}} = (6.53 \pm 0.30) \times 10^{-3}$. L'efficacité de détection obtenue pour le BN1 confirme les résultats obtenus par la simulation dans le §5.1.4 avec $\varepsilon_{\text{exp}} = (2.08 \pm 0.11) \times 10^{-3}$. L'expérience confirme ainsi la possibilité d'utiliser les deux convertisseurs pour la détection des neutrons thermiques.

Les simulations GEANT4 nous permettent de conclure que ces efficacités élevées sont obtenues avec une excellente pureté de signal : les protons et silicium de recul ne représentent que 0.4% du signal total, les électrons secondaires sont quasiment inexistantes avec à peine 0.1% du signal, le reste dudit signal étant constitué des particules secondaires produites par la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ (détection des α et ^7Li).

Configuration		ε_{sim}	ε_{exp}
BE10	(Cf+D ₂ O)	$(1.06 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(1.08 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
	(Cf+D ₂ O)/Cd	$(0.26 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	$(0.29 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
BN1	(Cf+D ₂ O)	$(0.33 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	$(0.37 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
	(Cf+D ₂ O)/Cd	$(0.09 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	$(0.12 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
BE10	Pur therm.	$(6.53 \pm 0.30) \times 10^{-3}$	$(6.46 \pm 0.29) \times 10^{-3}$
BN1		$(1.95 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	$(2.08 \pm 0.11) \times 10^{-3}$

TABLE 5.1 – Efficacités de détection des neutrons simulées et mesurées pour les différentes configurations de source et de convertisseurs testées.

1. Les incertitudes calculées prennent en compte l'incertitude statistique et l'incertitude liée à la source de 4.2%.

Convertisseurs	χ^2/NDF ($k=0.4$ keV/ADC)	χ^2/NDF ($k=0.5$ keV/ADC)
BE10	7.45	6.76
BN1	4.75	4.97

TABLE 5.2 – Valeurs des χ^2/NDF illustrant l’adéquation entre les distributions d’énergie déposée par les neutrons thermiques simulées et mesurées pour deux valeurs possibles du facteur de conversion ADC/énergie.

5.4 Une alternative au ^{10}B : le ^6Li

Les convertisseurs au ^{10}B ne sont pas les seuls pouvant être utilisés pour la détection des neutrons thermiques. Comme il était montré dans le §1.1.6.2 décrivant les différentes interactions possibles des neutrons, le ^6Li peut également constituer un matériau convertisseur de neutrons thermiques au regard de sa section efficace élevée (figure 1.8). Les neutrons thermiques réagiront alors avec le ^6Li en produisant des α ($E_\alpha=2.05$ MeV) et des tritons (noyaux de tritium ^3H , $E_t=2.73$ MeV) détectables [Uhe07].

Un matériau facile à manipuler et riche en lithium est le fluorure de lithium LiF . Des simulations GEANT4 ont donc été effectuées pour déterminer l’efficacité de détection attendue du capteur CMOS avec un tel convertisseur exposé à la source de $\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ de Van Gogh pendant 30 minutes à 40 cm. La distribution d’énergie déposée par les particules secondaires provenant de l’interaction des neutrons thermiques avec le LiF obtenue avec GEANT4 est présentée sur la figure 5.19. La grande majorité du signal provient des tritons (83%) et des α (10%). Cependant, l’efficacité de détection sur le spectre complet, $\varepsilon_{\text{LiF}} = (0.23 \pm 0.01) \times 10^{-3}$, est cinq fois plus faible que celle obtenue avec un convertisseur BE10 d’efficacité $\varepsilon_{\text{BE10}} = (1.06 \pm 0.05) \times 10^{-3}$. Ceci provient du fait que le LiF ne contient que 4% de ^6Li (le ^7Li constitue 92.5% du lithium naturel).

Pour augmenter l’efficacité, nous pouvons songer à accroître la concentration en ^6Li . Des simulations GEANT4 ont été effectuées pour estimer l’efficacité de détection attendue pour différents types de matériaux. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 5.20. Si nous considérons le cas d’un convertisseur ^6LiF (100% de ^6Li), nous constatons que l’augmentation de l’efficacité de détection de la composante purement thermique (obtenue par soustraction du signal de $\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}/\text{Cd}$ au signal du $\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$) est significative : nous passons de $\varepsilon_{\text{LiF}} = (1.61 \pm 0.09) \times 10^{-3}$ à $\varepsilon_{^6\text{LiF}} = (9.03 \pm 0.40) \times 10^{-3}$, efficacité supérieure à celle du BE10 exposé à la même source. Rappelons que, même si la section efficace de la réaction $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ est cinq fois inférieure à celle de $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, les tritons produits par la réaction sont moins ionisants que les α . Ils traverseront donc plus facilement les différentes couches de matériaux

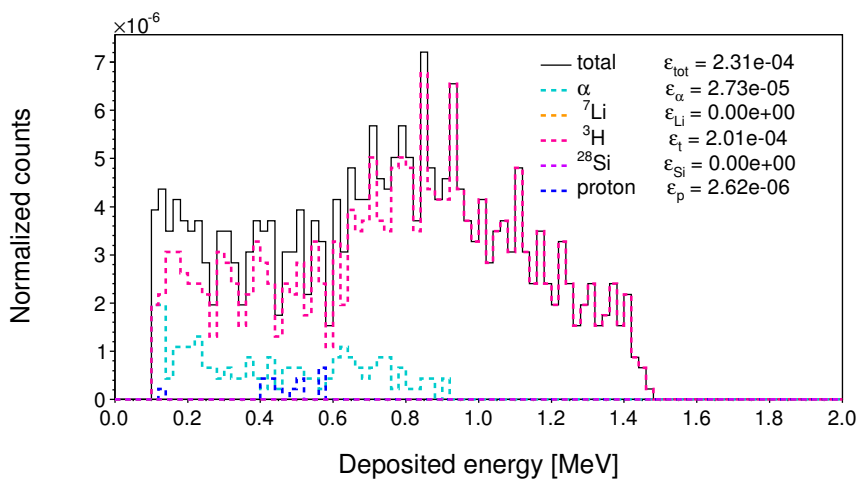


FIGURE 5.19 – Distributions simulées de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons du (Cf+D₂O) avec un convertisseur LiF.

(convertisseur, air) les séparant de la zone sensible du capteur.

Le capteur peut être amené à une efficacité de détection encore supérieure en lui adjoignant un convertisseur en ^6Li pur. Dans ce cas, l'efficacité atteint $\epsilon_{^6\text{Li}} = (3.41 \pm 0.15) \times 10^{-2}$. Il est possible de se procurer du ^6Li quasiment pur obtenu par séparation isotopique (par exemple, le Cambridge Isotope Laboratory en propose enrichi à 95%). Étant donné l'efficacité déjà élevée du fluorure de lithium 6, il est envisageable de préférer ce matériau, moins coûteux à obtenir. De tels convertisseurs ont déjà été utilisés pour la détection des neutrons thermiques [CWW⁺91]. Ce point reste ouvert.

Il faut cependant noter que si nous voulons obtenir une fonction de réponse de notre dosimètre relativement constante en fonction de l'énergie des neutrons, l'efficacité de détection des neutrons thermiques doit rester assez proche de celle obtenue pour les neutrons rapides (soit de l'ordre de 10^{-3}). L'augmentation significative de l'efficacité de détection des neutrons thermiques ne sera donc pas forcément recherchée pour le futur dosimètre.

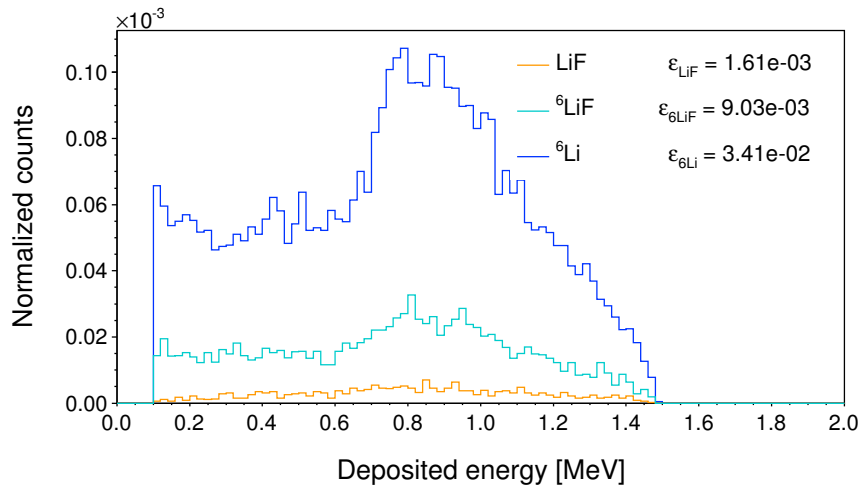


FIGURE 5.20 – Distributions simulées de l'énergie déposée par les différentes particules produites par l'interaction des neutrons thermiques (uniquement) du (Cf+D₂O) avec différents types de convertisseurs lithiés.

5.5 La modération de la source d'AmBe de l'IPHC

Dans le chapitre 3 ont été présentés les résultats de simulations effectuées sur la modération de la source AmBe de l'IPHC (§3.7). Le but était d'utiliser une sphère de polyéthylène pour thermaliser les neutrons rapides de la source, et de détecter la composante thermique avec notre capteur et les convertisseurs borés. Une expérience “test” a été menée avec une sphère de 9 pouces de diamètre. Le capteur et son convertisseur étaient placés à 17.5 cm de la source (soit environ 6 cm de la sphère) et ont été exposés à la source modérée pendant 30 minutes. La figure 5.21 montre la représentation bidimensionnelle de la charge obtenue en fonction de la multiplicité des clusters pour un convertisseur BE10. Nous voyons apparaître, comme pour les mesures sur l'irradiateur Van Gogh, une population qui s'étend jusqu'à de hautes valeurs de charge et multiplicités, correspondant aux particules α . Malgré une modération plus efficace que dans le cas du Cf+D₂O (contribution des neutrons thermiques de l'ordre de 35% pour l'AmBe contre 12% contre le Cf+D₂O), la statistique observée est nettement moins importante, notre source étant dix fois moins active que la Cf de l'IRSN (nous retrouvons d'ailleurs ce facteur 10 entre les nombres de coups mesurés des deux sources). La distribution de charge montrée sur la figure 5.22 (coupure à 250 ADC) illustre également ce manque de statistique. Pour obtenir une statistique comparable à celle obtenue avec la source modérée de Cf, il aurait fallu exposer le capteur pendant un temps 10 fois plus long, soit 5 heures d'irra-

5.5. LA MODÉRATION DE LA SOURCE D'AMBE DE L'IPHC

diation. Il n'était pas raisonnable de stocker et de traiter autant de données (la quantité de données totale aurait été de 180 To!), c'est pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser l'irradiateur Van Gogh pour nos mesures en neutrons thermiques. Ce problème de flux de données illustre dans le même temps l'impossibilité d'utiliser le MIMOSA-5 tel quel en tant que dosimètre final.

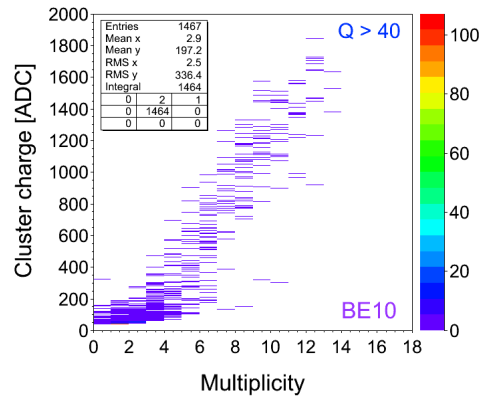


FIGURE 5.21 – Représentation bidimensionnelle de la charge en fonction de la multiplicité des clusters pour le BE10 irradié par la source AmBe modérée (30 minutes d'exposition).

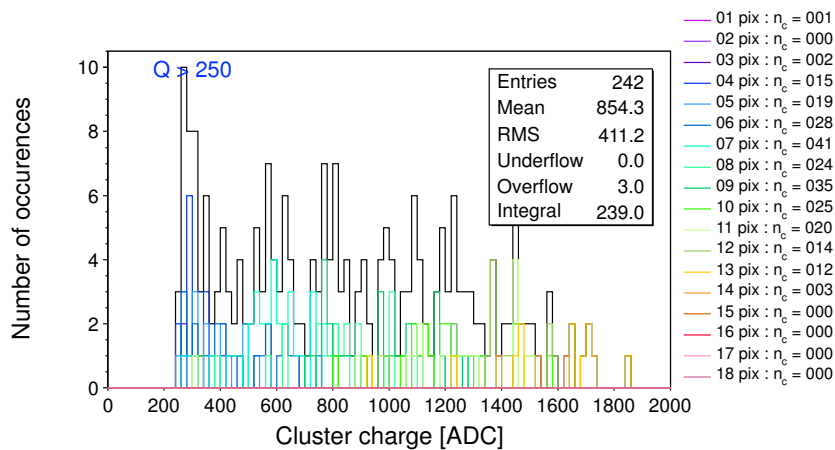


FIGURE 5.22 – Distribution de charge mesurée pour une exposition du capteur CMOS à 17.5 cm de la source AmBe modérée avec le convertisseur BE10 (30 minutes d'exposition).

5.6 Étapes pour un futur dosimètre

Connaissant l'efficacité de détection de notre capteur pour différentes plages énergétiques et différents convertisseurs, nous pouvons faire un calcul approximatif de la dose minimale auquel sera sensible le capteur.

Si nous considérons, avec la coupure pré-déterminée de 250 ADC (100 keV), que nous sommes sensibles au coup près, nous sommes en mesure de déterminer le flux minimal de neutrons nécessaire pour avoir un événement compté par le capteur. Sachant que le coefficient de conversion fluence-dose nous est donné par lecture de la figure 1.20, nous pouvons remonter à la valeur de dose minimale que pourra détecter notre MIMOSA-5. L'estimation de la sensibilité minimale est essentielle pour juger de la qualité d'un dosimètre, surtout en présence de bruit physique.

Appliquons ceci au cas de neutrons thermiques d'énergie 1 eV, si nous utilisons le convertisseur BE10 d'efficacité $\varepsilon_{\text{be10}} = (6.46 \pm 0.29) \times 10^{-3}$ et sachant que le coefficient de conversion f pour des neutrons de cette énergie vaut environ 15 pSv.cm², nous obtenons le flux minimum détectable :

$$\phi_{\min} = \frac{1}{6.46 \times 10^{-3}} = 155 \text{ neutrons}$$

$$\begin{aligned} \text{Soit une dose équivalente de } h_{\min}^*(10) &= \frac{\phi_{\min} \times f}{\mathcal{S}} \\ &= \frac{155 \times 15}{0.75} = 3.1 \text{ nSv} \end{aligned}$$

où \mathcal{S} correspond à la surface du capteur.

Nous pouvons faire le même calcul avec le convertisseur BN1, ainsi qu'avec des neutrons rapides de 1 MeV en utilisant l'efficacité obtenue dans le chapitre 4 au §4.3.2.5 de $(1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.3.

Énergie/Convertisseurs		ε_{det}	$h_{\min}^*(10)$ (nSv)
$E_n = 1 \text{ eV}$	BE10	$(6.46 \pm 0.29) \times 10^{-3}$	3.1
	BN1	$(2.08 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	9.6
$E_n = 1 \text{ MeV}$	CH ₂	$(1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	543.6

TABLE 5.3 – Résumé des doses minimales détectables par le capteur MIMOSA-5 pour les différents convertisseurs testés et pour des énergies de neutrons fixées.

Les normes actuelles exigent que les dosimètres passifs utilisés en routine pour la dosimétrie neutrons aient un seuil de détection de 0.2 mSv. Avec les doses minimales très basses obtenues (de l'ordre du nSv) pour notre capteur, nous constatons que nous sommes plusieurs ordres de grandeurs en-dessous des exigences actuelles. Ceci est une justification supplémentaire pour l'usage de cette

5.6. ÉTAPES POUR UN FUTUR DOSIMÈTRE

technologie en dosimétrie neutrons.

Nous pouvons également tracer les fonctions de réponse en dose (donnant le nombre de coups comptés par cm^2 de détecteur en fonction de la dose) de notre capteur pour chaque source de neutrons qui a été utilisée dans ce travail. Ces courbes de réponse linéaires sont présentées sur la figure 5.23. Les valeurs élevées des coefficients de réponse R_{H^*} confirment la très bonne sensibilité de détection du capteur : dans le cas de la source la moins efficace (^{252}Cf nue), au seuil de 0.2 mSv correspond presque 300 coups.

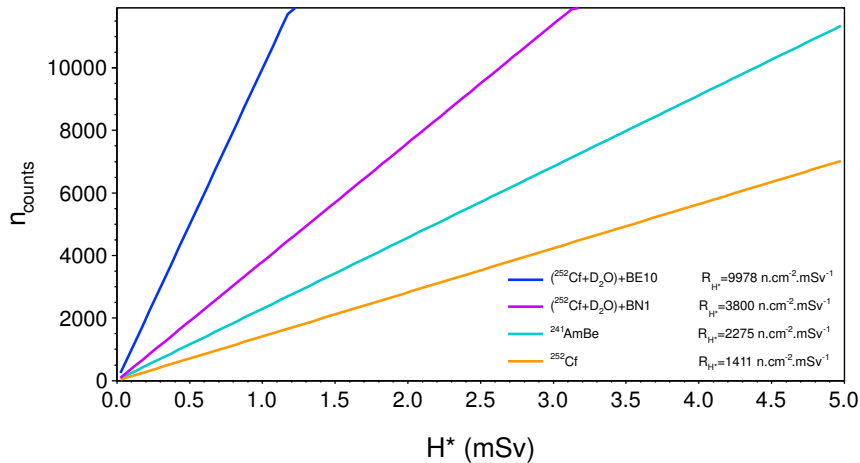


FIGURE 5.23 – Fonctions de réponse en dose du MIMOSA-5 pour chaque source neutrons utilisée.

Si nous comparons la fonction de réponse de notre détecteur à la source $^{241}\text{AmBe}$ de l'IPHC avec celle d'un dosimètre passif PN3 (détecteur solide de traces nucléaires) grâce à la figure 5.24, nous voyons bien la grande différence de sensibilité des deux systèmes : la réponse R_{H^*} du MIMOSA-5 est presque 15 fois supérieure à celle des PN3. Nous constatons ici un des avantages de la dosimétrie active par capteur CMOS par rapport à la dosimétrie passive. Notre système nous permet d'obtenir des seuils de détection beaucoup plus bas que ceux permis par des détecteurs de type DSTN.

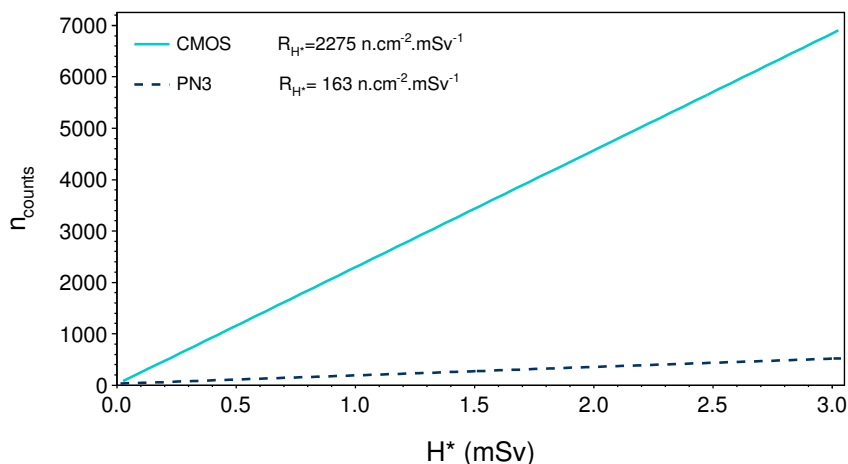


FIGURE 5.24 – Comparaison des fonctions de réponse du MIMOSA-5 et de PN3 (extraite de [Van08]) exposés à la même source $^{241}\text{AmBe}$ (IPHC).

5.7 Conclusion des mesures

Les tests effectués sur l'irradiateur Van Gogh de Cadarache ont permis de montrer que notre capteur muni d'un convertisseur boré avait une efficacité de détection élevée (entre 6.10^{-3} pour un convertisseur au ^{10}B et 2.10^{-3} pour du $^{\text{nat}}\text{B}$). Ces bons résultats sont obtenus avec très peu de pollution présente dans le signal, les photoélectrons étant supprimés par le seuil de discrimination n/γ déterminé dans le chapitre 4, et les noyaux de recul étant noyés dans le signal des α et ^7Li .

L'utilisation de convertisseurs dopés au ^6Li pourrait encore permettre d'augmenter l'efficacité du capteur. Cependant, l'utilisation de tels matériaux pour un futur dosimètre commercial risque de poser des problèmes car le ^6Li est considéré comme sensible (le ^6Li est utilisé comme amorce de la réaction de fusion dans les armes nucléaires). De plus, le coût de production d'un tel convertisseur est élevé. Pour notre application, l'utilisation du $^{\text{nat}}\text{B}$ est la plus appropriée, car elle permet d'obtenir une efficacité de détection très proche de celle des neutrons rapides déterminées dans le chapitre 4 pour une source $^{241}\text{AmBe}$ (§4.3.2.5) et nous pouvons ainsi nous approcher d'une réponse constante en fonction de l'énergie des neutrons, tout en gardant une efficacité élevée.

Précisons enfin que, étant donné le faible parcours des particules α et des ^7Li , leur détection n'a été possible que grâce à l'amincissement poussé à l'extrême de notre capteur (entre le convertisseur et la couche détectrice, il n'y a qu'une fine épaisseur d'air). Le coût élevé du procédé d'amincissement ainsi que sa

5.7. CONCLUSION DES MESURES

complexité rendent sa généralisation à des dosimètres produits en série compliquée. Ce point devra être résolu pour pouvoir obtenir un dosimètre sensible aux neutrons thermiques.

Conclusion générale

Les capteurs CMOS offrent théoriquement des caractéristiques prometteuses pour la détection des neutrons et son application à la dosimétrie. Le but de ce travail était d'apporter des preuves expérimentales que cette technologie pouvait être utilisée comme un dosimètre neutrons, mais également de déterminer les faiblesses du dispositif. Parmi les caractéristiques importantes que doit posséder un dosimètre neutrons, nous pouvons citer

- la capacité de détecter des particules sur une large gamme d'énergie,
- la faible sensibilité aux photons,
- la constance de la réponse du détecteur en fonction de la distance,
- la constance de la réponse angulaire,

ceci bien sûr en gardant une efficacité de détection aux neutrons suffisante. Pour prétendre être une bonne candidate pour la dosimétrie neutrons, la technologie CMOS doit donc respecter ces critères.

Bilan des mesures

Ainsi, au cours de ce travail, nous avons pu constater la possibilité de détecter des neutrons d'énergies variées, des thermiques (entre le meV et l'eV) aux rapides (entre 100 keV et 10 MeV) grâce à l'ajout devant le capteur de matériaux convertisseurs appropriés : polyéthylène pour les neutrons rapides, bore pour les thermiques. Les efficacités de détection obtenues sont relativement élevées avec $\varepsilon_{\text{exp}} = (1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ pour les neutrons rapides et jusqu'à $\varepsilon_{\text{exp}} = (6.46 \pm 0.29) \times 10^{-3}$ dans le domaine des thermiques (avec un convertisseur ^{10}B). Tous ces résultats sont en bon accord avec ceux donnés par les codes de simulations Monte carlo MCNPX et GEANT4. Les énergies intermédiaires de-

meurent cependant un problème, les efficacités devenant beaucoup plus faibles pour ces énergies selon les simulations.

La sensibilité du détecteur aux photons a également été testée en l'exposant à la source $^{241}\text{AmBe}$ disponible dans notre laboratoire. Les résultats obtenus sont prometteurs avec une efficacité de détection des neutrons rapides de $\varepsilon_{\text{exp}} = (1.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ obtenue avec une excellente pureté de signal (les protons de recul produits par les diffusions élastiques des neutrons sur les noyaux d'hydrogène représentent 99% du signal total), ceci en appliquant une coupure appropriée. Grâce à ce seuil, nous pouvons prétendre avoir un détecteur capable de discriminer les photons des neutrons, et donc utilisable en champ mixte n/γ .

Les valeurs obtenues pour les réponses aux neutrons rapides sont du même ordre de grandeur que celle de $\varepsilon_{\text{exp}} = (2.08 \pm 0.11) \times 10^{-3}$ obtenue pour les neutrons thermiques en utilisant un convertisseur au bore naturel. Même si ces résultats n'ont pas été obtenus avec des sources monoénergétiques de neutrons, ils restent encourageants quant à la possibilité d'obtenir une réponse constante du détecteur avec l'énergie des neutrons incidents.

Notre système présente également une réponse en fonction de la distance constante pour différentes particules incidentes (neutrons, α , γ), critère important pour pouvoir être utilisé par des travailleurs. Les résultats sont moins probants si l'angle d'incidence sur le détecteur varie, avec une efficacité qui décroît quand nous augmentons l'inclinaison. Cependant, ce problème est purement lié à la géométrie du détecteur (la présence d'air entre le convertisseur et le capteur) et peut donc être facilement résolu en rapprochant au maximum le CMOS du convertisseur.

Finalement, en calculant le seuil de détection en dose de notre appareil pour différentes énergies de neutrons, nous obtenons des valeurs très basses de l'ordre du nSv, très inférieures au seuil actuellement exigé par la législation pour les dosimètres passifs. Bien que ces calculs soient des approximations (ils ne prennent notamment pas en compte le bruit dû au radon), nous pouvons estimer que les seuils de détection du dosimètre final seront proches des valeurs estimées ici. Ceci représente un argument supplémentaire pour l'utilisation de cette technologie en dosimétrie.

La technologie CMOS se présente donc comme une candidate sérieuse pour une future utilisation en dosimétrie neutrons. Cependant, le capteur utilisé ici, bien que remplissant de nombreux critères justifiant son utilisation comme détecteur de neutrons, présente un inconvénient majeur : la pixellisation rend le flux de données trop important pour envisager un système portatif intégré (*system-on-chip*) où les données sont directement traitées dans ledit système. Le nouveau circuit ALPHARAD-2, actuellement en cours de test et qui doit

prendre le relais de MIMOSA-5, est en effet un équivalent “monopixel” à très basse consommation.

Perspectives

Nos mesures ont permis de montrer qu’il était possible d’utiliser la technologie CMOS pour la détection de neutrons, posant ainsi les premières briques pour un futur système monopixel miniaturisé. Un prototype de ce système, l’ALPHARAD-2, est déjà fabriqué (AMS 0.35 μm) et en cours de tests sur sources. Ce capteur est en réalité une matrice de 32×32 pixels de 2.56×2.56 mm^2 tous reliés à la même sortie, de sorte que le détecteur donne une charge totale et non pas pixel par pixel [ZHGHH11]. La très faible consommation électrique (314 μW) du système permet sa portabilité.

Il reste cependant encore des points à explorer avec le MIMOSA-5, notamment des mesures en fantôme qui pourraient permettre de déterminer la réponse du détecteur en fonction de $H_p(10)$. Les fonctions de réponse obtenues pour H^* montrent la possibilité d’avoir un seuil de détection très bas. En outre, la problématique de l’amincissement du capteur (qui permet la détection de particules à faible parcours, et donc des neutrons thermiques) devra encore être investiguée pour l’ALPHARAD-2, qui possède au départ une couche d’oxyde SiO_2 devant la couche épitaxiale.

Les derniers mots ... par Thomas Stearns Eliot

”Ce que nous appelons commencement est souvent la fin. La fin, c’est l’endroit d’où nous partons.”

Annexes

Calcul de l'efficacité de détection

Sommaire

A.1 Efficacité de détection	193
A.2 Détermination du flux à une distance d	194
A.3 Incertitude sur l'efficacité de détection	194

A.1 Efficacité de détection

Nous pouvons définir deux types d'efficacités de détection : l'efficacité absolue et l'efficacité intrinsèque. La première est définie comme

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \frac{n_c}{n_{\text{emis}}}$$

avec n_c le nombre de coups mesurés et n_{emis} le nombre de particules primaires émises par la source. Cette efficacité est dépendante des propriétés du détecteur mais également de la géométrie (et notamment de la distance entre la source et le détecteur).

L'efficacité intrinsèque s'écrit comme

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{n_c}{n_{\text{incident}}}$$

A.2. DÉTERMINATION DU FLUX À UNE DISTANCE D

où n_{incident} est le nombre de particules primaires arrivant sur le détecteur. Cette efficacité n'est plus dépendante de l'angle solide de détection, et ne variera donc pas avec la distance. Les deux efficacités sont reliées par la relation

$$\varepsilon_{\text{int}} = \varepsilon_{\text{abs}} \cdot \frac{4\pi}{\Omega}$$

où Ω est l'angle solide de détection.

Pour notre application, nous n'avons calculé que l'efficacité intrinsèque du capteur. Celle-ci dépend principalement du matériau de détection, de l'énergie de rayonnement ainsi que de l'épaisseur du matériau traversé.

A.2 Détermination du flux à une distance d

Pour déterminer la valeur de l'efficacité de détection du capteur, il est nécessaire de connaître le flux de particules incidentes arrivant sur le détecteur. Dans la plupart des expériences menées pour ce travail, les flux aux distances de travail ont été calculés à partir de l'activité totale de la source suivant la relation :

$$\phi = A_0 \frac{\mathcal{S}}{4\pi d^2}$$

avec A_0 l'activité dans 4π de la source d'intérêt, \mathcal{S} la surface de détection (0.75 cm² dans notre cas, puisque nous n'utilisons qu'une matrice du capteur) et d la distance à la source. Dans certains cas, il peut être plus pratique d'extrapoler la valeur du flux à une distance d_1 à partir du flux connu à une distance d_2

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$$

Ces deux relations ne peuvent toutefois être utilisées que dans le cas où la distance source-capteur est grande (si $d \gg \sqrt{\mathcal{S}}$). La source peut alors être considérée comme ponctuelle.

A.3 Incertitude sur l'efficacité de détection

Nous rappelons que l'efficacité de détection est donnée par

$$\varepsilon_{\text{det}} = \frac{n_p}{n_n}$$

avec n_p nombre de particules détectées et n_n nombre de neutrons entrants. Nous notons σ_p et σ_n les incertitudes correspondantes. Sachant que le terme de covariance est nul, l'incertitude σ_ε sur l'efficacité de détection est donnée par

A.3. INCERTITUDE SUR L'EFFICACITÉ DE DÉTECTION

la formule de propagation des erreurs :

$$\begin{aligned}\sigma_\varepsilon^2 &= \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial n_p}\right)^2 \sigma_p^2 + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial n_n}\right)^2 \sigma_n^2 \\ &= \frac{1}{n_n^2} \sigma_p^2 + \left(\frac{n_p}{n_n^2}\right)^2 \sigma_n^2 \\ &= \frac{1}{n_n^2} \left(\sigma_p^2 + \frac{n_p^2}{n_n^2} \sigma_n^2\right) \\ &= \frac{1}{n_n^2} \left(\sigma_p^2 + \varepsilon^2 \sigma_n^2\right)\end{aligned}$$

(A.2)

$$\Rightarrow \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 = \frac{1}{\varepsilon^2} \left(\frac{\sigma_p}{n_n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2$$

Représentations des spectres en énergie

Sommaire

B.1	Représentation discrète	196
B.2	Représentation continue	197
B.3	Représentation logarithmique	197

Il existe différentes façons de représenter les spectres en énergie des sources. Les moyens de représentation les plus courants sont présentés dans les paragraphes suivants.

B.1 Représentation discrète

La fluence totale ϕ est décomposée en n bins de fluences partielles pour chaque énergie $E_i \pm \Delta E/2$. Elle est égale à la somme de ces fluences partielles :

$$\phi = \sum_{i=1}^n \phi_i$$

Dans ce type de représentation, le nombre de neutrons incidents par cm^2 d'énergie $E_i \pm \Delta E/2$ est donné par $N = \phi(E_i) \times \Delta E$, où $\phi(E_i)$ s'exprime en neutrons. $\text{cm}^{-2}.\text{keV}^{-1}$. Un exemple de spectre discret est montré sur la figure B.1.

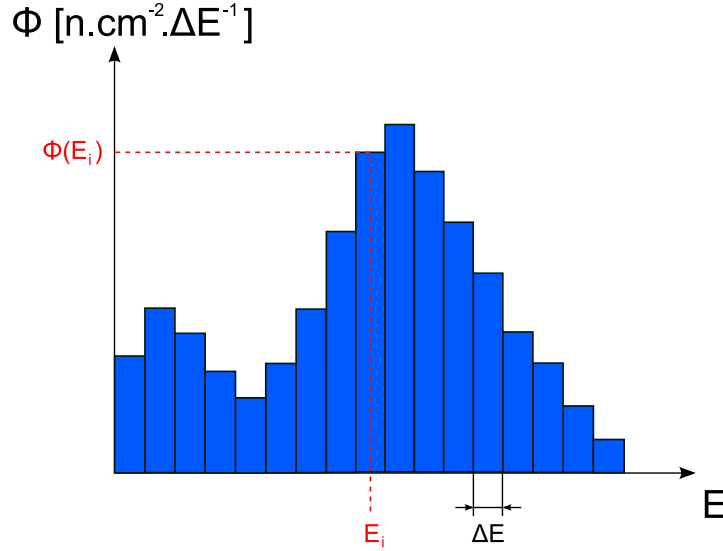


FIGURE B.1 – Exemple de spectre en représentation discrète.

B.2 Représentation continue

Dans ce cas, le nombre dN de neutrons incidents par cm^2 pour une énergie spécifiée E_i à dE près vaut $dN = \phi(E_i) \times dE$. La fluence peut alors s'écrire en fonction de l'énergie comme :

$$\phi(E) = \frac{dN(E)}{dE}$$

Ce type de spectre est aussi appelé spectre différentiel en énergie. La figure B.2 donne un exemple de spectre continu. Dans cet exemple, l'aire \mathcal{A} de la surface bleue est égale à $\mathcal{A} = \phi(E_1; E_2) = \int_{E_1}^{E_2} \phi(E) \times dE$. Nous pouvons donc en déduire la fluence neutronique totale :

$$\phi_{\text{tot}} = \int_0^{E_{\text{max}}} \phi(E) \times dE$$

B.3 Représentation logarithmique

En raison de l'énorme extension de l'échelle des énergies, il peut être commode d'utiliser une représentation logarithmique pour une meilleure lisibilité des figures. Cette transformation ne respecte pas les rapports de surfaces. En représentation logarithmique, la grandeur $\phi_{\text{lin}}(E) = dN(E)/dE$ se transforme

B.3. REPRÉSENTATION LOGARITHMIQUE

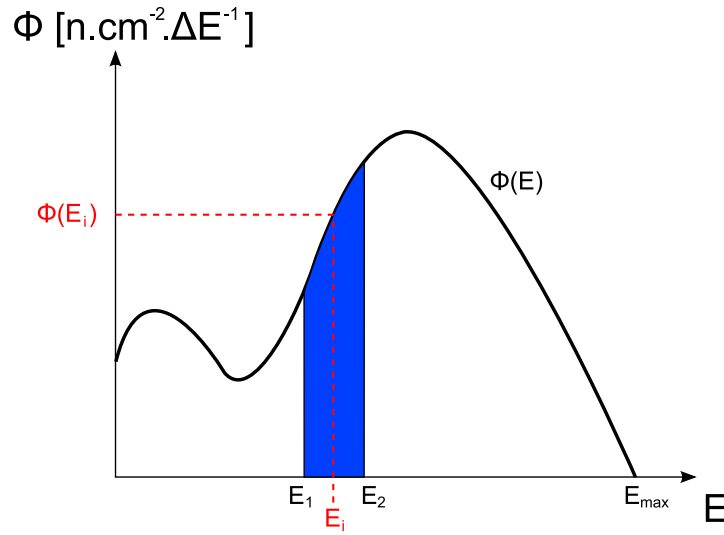


FIGURE B.2 – Exemple de spectre en représentation continue.

en

$$\phi_{\log} = \frac{dN(E)}{d(\ln(E))} \quad \text{ou} \quad d(\ln(E)) = \frac{dE}{E}$$

Ceci implique que

$$\begin{aligned} \phi_{\log} &= E \times \frac{dN(E)}{dE} \\ &= E \times \phi_{\text{lin}}(E) \end{aligned}$$

Le calibrateur neutrons

Sommaire

C.1 L'irradiateur	199
C.2 Le local	200

Afin de pouvoir caractériser des détecteurs de neutrons en routine, le groupe RaMsEs a fait construire un irradiateur permettant l'utilisation automatisée de la source de neutrons rapides $^{241}\text{AmBe}$. Ce "calibrateur neutrons" a été placé dans un local muré. Nous donnons dans cette partie une description de cette installation, qui a été caractérisée par une équipe de l'UAB comme décrit dans le chapitre 2 (§2.3.4.1).

C.1 L'irradiateur

Lorsque la source n'est pas utilisée, elle est stockée dans un cube de polyéthylène permettant d'absorber les neutrons émis. Un dessin de ce cube est présenté sur la figure C.1 : il est en fait composé d'un assemblage de plusieurs plaques de polyéthylène, d'épaisseur 100 ou 40 mm. Les dimensions totales du cube sont de $84 \times 84 \times 84 \text{ cm}^3$. La sortie de la source se fait par l'action d'un vérin situé dans le fond du cube, qui va permettre à la source de remonter le long d'un tube d'aluminium pour se placer en position d'irradiation. Ce dispositif est montré sur le dessin de la figure C.2. La source et le piston sont logés au repos à 400 mm du sommet du conteneur et à 800 mm de l'extrémité supérieure du tube

(distance suffisante pour garantir la sécurité de l'opérateur).

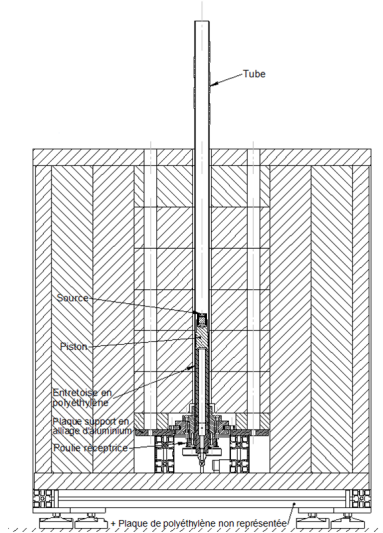


FIGURE C.1 – Dessin complet du cube de polyéthylène de l'irradiateur.

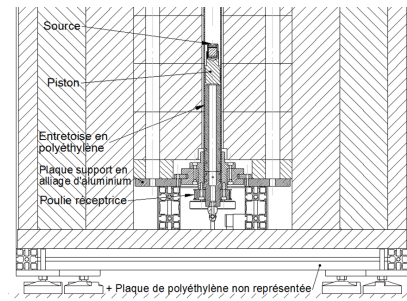


FIGURE C.2 – Agrandissement du système de piston pour la montée de la source.

Des bras en aluminium servant de supports aux détecteurs à caractériser sont répartis de part et d'autre du cube. L'un des bras est automatisé, permettant ainsi de régler la distance source-détecteur à distance à l'aide d'un laser. L'installation est montrée sur la photo C.3.

C.2 Le local

L'irradiateur est situé dans un local confiné en béton, permettant ainsi à la majeure partie des neutrons de rester dans l'enceinte. L'utilisateur peut ainsi commander sans risque la sortie de la source depuis l'extérieur de la pièce. Les murs ont tous une épaisseur d'environ 1 m et une hauteur de 2.25 m. Leur présence joue un rôle important dans le spectre des neutrons mesuré : plus la mesure se fera proche des murs, plus les neutrons rétrodiffusés contribueront au signal total. Ce point a été traité dans le chapitre 3 (§3.6.2).

Un schéma du local du calibrateur est présenté sur la figure C.4. Les dimensions exactes des murs sont donnés sur le plan de la figure C.5.

Dans les simulations qui ont été faites (dont les résultats sont présentés dans le chapitre 3, §3.6.2), il a été choisi de simplifier la géométrie des murs en

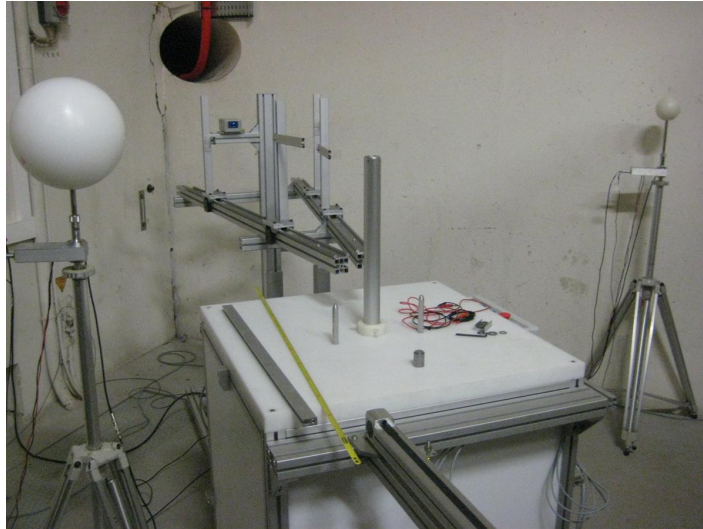


FIGURE C.3 – Photo du calibrateur neutrons. Au premier plan, le cube de polyéthylène et le tube de sortie de source, et au deuxième plan les bras supports des détecteurs.

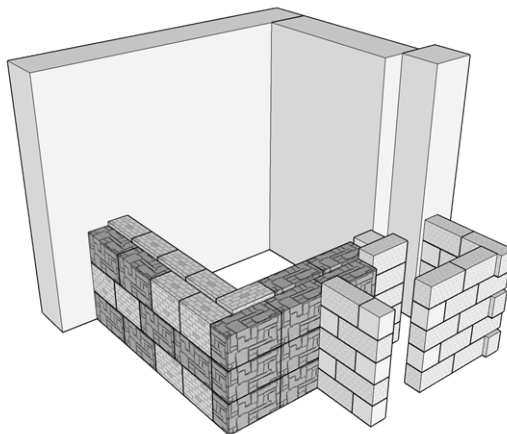


FIGURE C.4 – Dessin du local du calibrateur neutrons [Tro10].

représentant la pièce comme un simple parallélépipède. Les figures C.6 et C.7 montrent des visualisations de la géométrie simulée du local calibrateur. Nous voyons clairement sur la figure C.7 la rétrodiffusion des neutrons émis par les murs de la pièce.

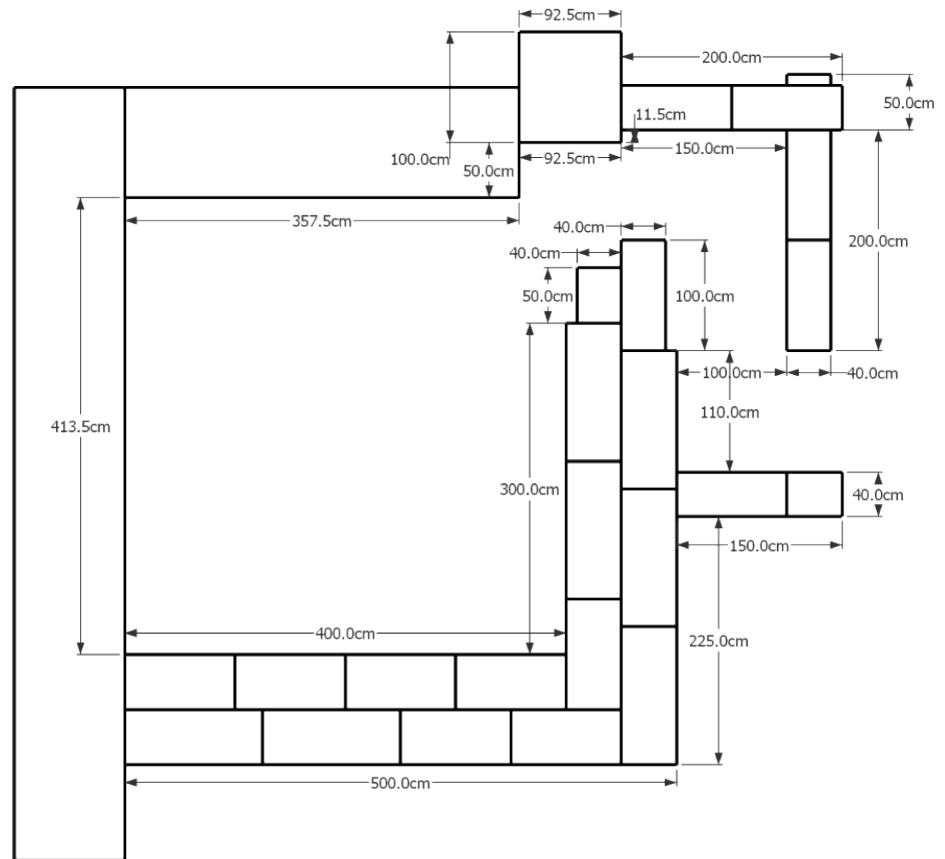


FIGURE C.5 – Plan du local du calibrateur neutrons.

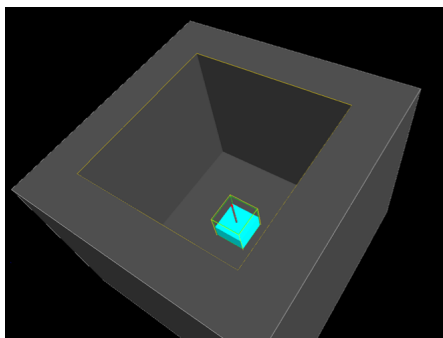


FIGURE C.6 – Visualisation du local calibrateur simulé avec au centre le cube et son tube d'aluminium.

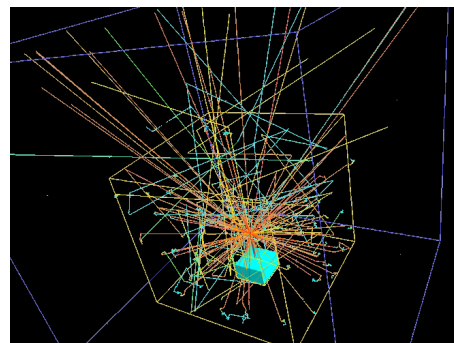


FIGURE C.7 – Visualisation des traces de neutrons simulés émis par la source d' $^{241}\text{AmBe}$ dans le local calibrateur.

Bibliographie

- [AFN89] AFNOR. *ISO 8529 : Rayonnements neutroniques de référence destinés à l'étalonnage des instruments de mesure des neutrons utilisés en radioprotection et à la détermination de leur réponse en fonction de l'énergie des neutrons*. Technical report, AFNOR (1989).
- [AFN05] AFNOR. *ISO 21909 : Dosimètres individuels passifs pour les neutrons - Exigences de fonctionnement et d'essais*. Technical report, AFNOR (dec 2005).
- [BCZC05] M.J. BERGER, J.S. COURSEY, M.A. ZUCKER and J. CHANG. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR : Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*. web site (2005). - url : <http://physics.nist.gov/Star>.
- [BDEF07] R. BEDOGNI, C. DOMINGO, A. ESPOSITO and F. FERNÁNDEZ. *FRUIT : An operational tool for multisphere neutron spectrometry in workplaces*. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 580(3), pp. 1301–1309 (2007).
- [BHS⁺05] M.J. BERGER, J.H. HUBBELL, S.M. SELTZER, J. CHANG, J.S. COURSEY, R. SUKUMAR and D.S. ZUCKER. *XCOM : Photon Cross Sections Database*. web site (2005). - url : <http://physics.nist.gov/xcom>.
- [BNL09] BNL. *ENDF-6 Formats Manual*. Technical report (2009).
- [Bou02] Christian BOURGEOIS. *Des processus de base aux détecteurs, Interactions particules-matière*. DEA MIP, Université Paris VII Denis Diderot (2002).

- [Bou05] Samir BOUTALEB. *Evaluation, par calcul Monte Carlo, de débits de dose disponibles dans des dispositifs de mesure neutronique et étude de faisabilité d'irradiations neutroniques de cultures cellulaires*. Master's thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France (2005).
- [Cha06] Quang CHAU. *Dosimétrie Passive, Dosimétrie Active, Microdosimétrie*. In *INSTN - Dosimétrie des Neutrons* (2006).
- [Che86] Pierre CHEVALLIER. *Interaction du rayonnement avec la matière*. Techniques de l'Ingénieur, A 214 (1986).
- [COH⁺06] M.B. CHADWICK, P. OBLOZINSKÝ, M. HERMAN, N.M. GREENE, R.D. MCKNIGHT, D.L. SMITH, P.G. YOUNG, R.E. MACFARLANE, G.M. HALE, S.C. FRANKLE, A.C. KAHLER, T. KAWANO, R.C. LITTLE, D.G. MADLAND, P. MOLLER, R.D. MOSTELLER, P.R. PAGE, P. TALOU, H. TRELLE, M.C. WHITE, W.B. WILSON, R. ARCILLA, C.L. DUNFORD, S.F. MUGHABGHAB, B. PRITYCHENKO, D. ROCHMAN, A.A. SONZOGNI, C.R. LUBITZ, T.H. TRUMBULL, J.P. WEINMAN, D.A. BROWN, D.E. CULLEN, D.P. HEINRICH, D.P. MCNABB, H. DERRIEN, M.E. DUNN, N.M. LARSON, L.C. LEAL, A.D. CARLSON, R.C. BLOCK, J.B. BRIGGS, E.T. CHENG, H.C. HURIA, M.L. ZERKLE, K.S. KOZIER, A. COURCELLE, V. PRONYAEV and S.C. VAN DER MARCK. *ENDF/B-VII.0 : Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology*. In *Nuclear Data Sheets*, volume 107(12), pp. 2931–3060 (2006), evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.0. ISSN 0090-3752. - doi : 10.1016/j.nds.2006.11.001.
- [CWW⁺91] G.G. CAI, S.S. WANG, F. WU, Z.Y. ZHA, K.Q. ZHOU and L.P. LI. *Thermal Neutron and Gamma Responses of $^6\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$ and $^7\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$ TL Films*. In *Radiation Protection Dosimetry*, volume 35(1), pp. 51–53 (1991).
- [CYM⁺99] M. CHADWICK, P. YOUNG, R. MACFARLANE, P. MOLLER, G. HALE, R. LITTLE, A. KONING and S. CHIBA. *LA150 Documentation of Cross Sections, Heating, and Damage : Part A (incident neutrons) and Part B (incident protons)*. Technical report, Los Alamos National Laboratory (1999).
- [DAGF09] Carles DOMINGO, Khalil AMGAROU and María-José GARCÍA-FUSTÉ. *Strasbourg AmBe source ^{137}Cs , UAB measurements* (May 2009).
- [DBBM⁺05] F. D'ERRICO, D. BARTLETT, T. BOLOGNESE-MILSZTAJN, M. BOSCHUNG, M. COECK, G. CURZIO, A. FIECHTNER, J.E. KYLLÖNEN, V. LACOSTE, L. LINDBORG, M. LUSZIK-BHADRA, M. REGINATTO, H. SCHUHMACHER, R. TANNER and F. VANHAVERE. *EVIDOS, Evaluation of Individual DOSimetry in mixed*

- neutron and photon radiation fields. Part I : Scope and methods of the project.* In *IM2005 - European workshop on individual monitoring of ionising radiation, Vienna, Austria, April 11-15, 2005* (2005). - url : <http://im2005.healthphysics.at/>.
- [DDCW05] G. DEPTUCH, W. DULINSKI, M. CACCIA and M. WINTER. *High-resolution, back-side illuminated monolithic active pixel sensor for low-energy electron imaging.* In *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, volume 52(5), pp. 1745–1754 (2005).
- [Dep02] Grzegorz DEPTUCH. *New Generation of Monolithic Active Pixel Sensors for Charged Particle Detection.* Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France (2002).
- [Dor10] A. DOROKHOV. *Improved radiation tolerance of MAPS using a depleted epitaxial layer.* In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 624, pp. 432–436 (2010).
- [EHO⁺04] S. EIDELMAN, K. G. HAYES, K. A. OLIVE, M. AGUILAR-BENITEZ, C. AMSLER, D. ASNER, K. S. BABU, R. M. BARNETT, J. BERINGER, P. R. BURCHAT, C. D. CARONE, S. CASO, G. CONFORTO, O. DAHL, G. D’AMBROSIO, M. DOSER, J. L. FENG, T. GHERGHETTA, L. GIBBONS, M. GOODMAN, C. GRAB, D. E. GROOM, A. GURTU, K. HAGIWARA, J. J. HERNANDEZ-REY, K. HIKASA, K. HONSCHIED, H. JAWAHERY, C. KOLDA, Y. KWON, M. L. MANGANO, A. V. MANOHAR, J. MARCH-RUSSELL, A. MASONI, R. MIQUEL, K. M[^]NIG, H. MURAYAMA, K. NAKAMURA, S. NAVAS, L. PAPE, C. PATRIGNANI, A. PIEPKE, G. RAFFELT, M. ROOS, M. TANABASHI, J. TERNING, N. A. T[^]RNQVIST, T. G. TRIPPE, P. VOGEL, C. G. WOHL, R. L. WORKMAN, W. M. YAO, P. A. ZYLA, B. ARMSTRONG, P. S. GEE, G. HARPER, K. S. LUGOVSKY, S. B. LUGOVSKY, V. S. LUGOVSKY, A. ROM, M. ARTUSO, E. BARBERIO, M. BATTAGLIA, H. BICHSEL, O. BIEBEL, P. BLOCH, R. N. CAHN, D. CASPER, A. CATTAL, R. S. CHIVUKULA, G. COWAN, T. DAMOUR, K. DESLER, M. A. DOBBS, M. DREES, A. EDWARDS, D. A. EDWARDS, V. D. ELVIRA, J. ERLER, V. V. EZHELA, W. FETSCHER, B. D. FIELDS, B. FOSTER, D. FROIDEVAUX, M. FUKUGITA, T. K. GAISSER, L. GARREN, H. J. GERBER, G. GERBIER, F. J. GILMAN, H. E. HABER, C. HAGMANN, J. HEWETT, I. HINCHLIFFE, C. J. HOGAN, G. H[^]HLER, P. IGO-KEMENES, J. D. JACKSON, K. F. JOHNSON, D. KARLEN, B. KAYSER, D. KIRKBY, S. R. KLEIN, K. KLEINKNECHT, I. G. KNOWLES, P. KREITZ, Yu. V. KUYANOV, O. LAHAV, P. LANGACKER, A. LIDDLE, L. LITTENBERG, D. M. MANLEY, A. D. MARTIN, M. NARAIN, P. NASON, Y. NIR, J. A. PEACOCK, H. R. QUINN, S. RABY, B. N. RATCLIFF, E. A. RAZUVAEV,

- B. RENK, G. ROLANDI, M. T. RONAN, L. J. ROSENBERG, C. T. SACHRAJDA, Y. SAKAI, A. I. SANDA, S. SARKAR, M. SCHMITT, O. SCHNEIDER, D. SCOTT, W. G. SELIGMAN, M. H. SHAEVITZ, T. SJ^STRAND, G. F. SMOOT, S. SPANIER, H. SPIELER, N. J. C. SPOONER, M. SREDNICKI, A. STAHL, T. STANEV, M. SUZUKI, N. P. TKACHENKO, G. H. TRILLING, G. VALENCIA, K. VAN BIBBER, M. G. VINCTER, D. R. WARD, B. R. WEBBER, M. WHALLEY, L. WOLFENSTEIN, J. WOMERSLEY, C. L. WOODY, O. V. ZENIN and R. Y. ZHU. *Review of particle physics*. In *Physics Letters B*, volume 592(1-4), pp. 1 – 5 (2004), review of Particle Physics. ISSN 0370-2693. - doi : DOI:10.1016/j.physletb.2004.06.001.
- [FBA⁺07] F. FERNANDEZ, T. BOUSSOULE, K. AMGAROU, C. DOMINGO, M. J. GARCIA, V. LACOSTE, V. GRESSIER and H. MULLER. *Monte Carlo calculations and validation of a gold foil-based Bonner sphere system*. In *Radiation Protection Dosimetry*, volume 126(1-4), pp. 366–370 (2007). - doi : 10.1093/rpd/ncm076.
- [Geaa] GEANT4 COLLABORATION. - url : <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [Geab] GEANT4 COLLABORATION. - url : <http://www.lcsim.org/software/geant4/doxygen/html/classes.html>.
- [Gea09] GEANT4 COLLABORATION. *Geant4, User's guide for Application/Toolkit developers - Version : geant4 9.3* (december 2009). - url : <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [Gre05] V. GRESSIER. *Les installations de l'IRSN dédiées à la métrologie des neutrons*. Technical report, IRSN/LMDN (2005).
- [Hig] HIGH TECHNOLOGY SOURCES LTD. *Americium-241/Beryllium*. - url : <http://www.hightechsource.co.uk/generalapplications.html>.
- [HMF⁺08] J. HENDRICKS, G. MCKINNEY, M. L. FENSIN, M. JAMES, R. JOHNS, J. DURKEE, J. FINCH, D. PELOWITZ, L. WATERS and M. JOHNSON. *MCNPX 2.6f Extensions* (2008), 1A-UR-08-1808.
- [Hus01] D. HUSSON. *Device simulation of a CMOS pixel detector for MIP tracking*. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 461(1-3), pp. 511–513 (apr 2001).
- [ICR77] ICRP. *ICRP publication 26 : Recommendations the International Radiological of Commission Protection*. Technical Report Annals of the ICRP Volume? (1/3), ICRP, International Commission on Radiological Protection, Oxford, Pergamon Press (1977).
- [ICR90] ICRP. *ICRP publication 60 : Recommendations of the international Commission on Radiological Protection*. Technical Report Annals of the ICRP Volume 21 (1/3), ICRP, International Commission on Radiological Protection, Oxford, Pergamon Press (1990).

- [ICR93a] ICRU. *ICRU report 49 : Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles*. Technical report, ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, US (1993).
- [ICR93b] ICRU. *ICRU report 51 : Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry*. Technical report, ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, US (1993).
- [ICR96] ICRP. *ICRP publication 74 : Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*. Technical Report Annals of the ICRP Volume 26 (3/4), ICRP, International Commission on Radiological Protection, Oxford, Pergamon Press (1996).
- [ICR01] ICRU. *ICRU report 66 : Determination of Operational Dose Equivalent Quantities for Neutrons*. Technical report, ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, US (2001).
- [ICR07] ICRP. *ICRP publication 103 : Recommendations of the ICRP*. Technical Report Annals of the ICRP Volume 37 (2-4), ICRP, International Commission on Radiological Protection, Elsevier (2007).
- [Jam98] F. JAMES. *Minuit, Function Minimization and Error Analysis*. Technical report, CERN (1998).
- [KP52] L. KATZ and A. S. PENFOLD. *Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption*. In *Rev. Mod. Phys.*, volume 24(1), pp. 28–44 (Jan 1952). - doi : 10.1103/RevModPhys.24.28.
- [KZWD86] R. KRAMER, M. ZANKL, G. WILLIAMS and G. DREXLER. *The calculation of dose from external photons exposures using human phantoms and Monte Carlo methods : part I*. In *Phys. Med. Biol.*, volume 31(4), pp. 449–452 (1986).
- [Lab07] LABORATOIRE NATIONAL HENRI BECQUEREL. *Atomic and nuclear data* (2007). - url : <http://laraweb.free.fr/>.
- [Lan] *Landauer europe website*. - url : http://www.landauer-fr.com/dosimetres_neutrons_neutrak.html.
- [LC86] P. LE THANH and A. CHAMBAUDET. *Proton detection and neutron dosimetry with LR 115*. In *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, volume 12(1-6), pp. 581–584 (1986), special Volume Solid State Nuclear Track Detectors. ISSN 1359-0189. - doi : 10.1016/1359-0189(86)90656-4.

- [LCZ⁺07] Zhenzhou LIU, Jinxiang CHEN, Pei ZHU, Yongming LI and Guohui ZHANG. *The 4.438 MeV gamma to neutron ratio for the Am-Be neutron source*. In *Applied Radiation and Isotopes*, volume 65(12), pp. 1318–1321 (2007). ISSN 0969-8043. - doi : 10.1016/j.apradiso.2007.04.007.
- [Lew50] H. W. LEWIS. *Multiple scattering in an infinite medium*. In *Phys. Rev.*, volume 78(5), pp. 526–529 (Jun 1950). - doi : 10.1103/PhysRev.78.526.
- [LLN98] LLNL. *ENDL Type Formats for the Livermore Evaluated Data Library (EPDL, EEDL, EADL)*. Technical report (1998).
- [Mac94] R.E. MACFARLANE. *New thermal neutron scattering files for ENDF/B-VI release*. Los Alamos National Laboratory / Theoretical Division / Nuclear Physics / Nuclear Information Service (1994).
- [Mak87] Libor MAKOVICKA. *Contribution a la dosimétrie neutron-gamma, étude d'un ensemble radiateur-détecteur type CR-39*. Ph.D. thesis, Université de Limoges, Limoges, France (1987).
- [Mat94] M. MATZKE. *Unfolding of Pulse Height Spectra : The HEPRO Program System*. Technical report, PTB (1994).
- [MKF04] A. MOWLAVI and R. KOOHI-FAYEGH. *Determination of 4.438 Mev gamma-ray to neutron emission ratio from a 241Am-9Be neutron sources*. In *Applied Radiation and Isotopes*, volume 60(6), pp. 959 – 962 (2004). ISSN 0969-8043.
- [MU49] N. METROPOLIS and S. ULAM. *The monte carlo method*. In *Journal of the American Statistical Association*, volume 44(247), pp. 335–341 (1949).
- [Nac03] Abdellatif NACHAB. *Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS*. Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France (2003).
- [Nak10] K. NAKAMURA. *Particle data group : Review of particle physics*. In *J. Phys. G*, volume 37 (2010). - url : <http://pdg.lbl.gov/>.
- [Net78] Francis NETTER. *Physique des neutrons et interaction rayonnements-matière*. Techniques de l'Ingénieur, B 3 010 (1978).
- [NNS⁺] A. NOURI, P. NAGEL, N. SOPPERA, A. AHITE, B. TATON, J. PATROUX, F. LECOMPAGNON, C. CUNIN, O. RIOLAND and L. D'EURVEILHER. *JANIS : a new software for nuclear data service*. In . - url : <http://www.oecd-nea.org/janis/>.
- [Pau03] Didier PAUL. *La dosimétrie externe en flux mixte, grandeurs opérationnelles* (2003).

- [Pel08] D.B. PELOWITZ. *MCNPX User's Manual - Version 2.6.0* (2008), LA-CP-07-1473.
- [Per77] F. G. PEREY. *Least-squares dosimetry unfolding : the program STAY'SL*. Technical report, Oak Ridge (1977).
- [RG98] M. REGINATTO and P. GOLDHAGEN. *MAXED, A Computer Code for the Deconvolution of Multisphere Neutron Spectrometer Data Using the Maximum Entropy Method*. Technical report, US DOE EML, New York (1998).
- [RLB07] M. REGINATTO and M. LUSZIK-BHADRA. *Determination of the full response function of personal neutron dosimeters*. In *Radiation Protection Dosimetry*, volume 125(1-4), pp. 285-288 (2007). - doi : 10.1093/rpd/ncl169. <http://rpd.oxfordjournals.org/cgi/reprint/125/1-4/285.pdf>.
- [SB10] F. SARRADIN and F. BOUDET. *Dosirad lab* (2010). - url : <http://dosirad.pagespro-orange.fr/soc.f.htm>.
- [SBB⁺09] A. SANTAMARINA, D. BERNARD, P. BLAISE, M. COSTE, A. COURCELLE, T. D. HUYNH, C. JOUANNE, P. LECONTE, O. LITAIZE, S. MENGELLE, G. NOGUÈRE, J.-M. RUGGIÉRI, O. SÉROT, J. TOMMASI, C. VAGLIO and J.-F. VIDAL. *The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library*. Technical report, Nuclear Energy Agency (2009).
- [SBBM⁺05] H. SCHUHMACHER, D. BARTLETT, T. BOLOGNESE-MILSZTAJN, M. BOSCHUNG, M. COECK, G. CURZIO, F. D'ERRICO, A. FIECHTNER, J.E. KYLLÖNEN, V. LACOSTE, L. LINDBORG, M. LUSZIK-BHADRA, M. REGINATTO, R. TANNER and F. VANHAVERE. *EVIDOS, Evaluation of Individual Dosimetry in mixed neutron and photon radiation fields - Conclusions and recommendations*. In *IM2005 - European workshop on individual monitoring of ionising radiation, Vienna, Austria, April 11-15, 2005* (2005).
- [SBBM⁺06] H. SCHUHMACHER, D. BARTLETT, T. BOLOGNESE-MILSZTAJN, M. BOSCHUNG, M. COECK, G. CURZIO, F. D'ERRICO, A. FIECHTNER, J.-E. KYLLÖNEN, V. LACOSTE, L. LINDBORG, M. LUSZIK-BHADRA, M. REGINATTO, R. TANNER and F. Van HAVERE. *Evaluation of Individual Dosimetry in Mixed Neutron and Photon Radiation Fields*. PTB Report PTB-N-49, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB (2006).
- [Sch00] H. SCHOPPER. *Neutron-matter interactions*, chapter 3 of "Low Energy Neutrons and their Interaction with Nuclei and Matter", pp. 3/1-3/72 (Springer-Verlag, 2000). ISBN 978-3-540-60857-8. - doi : 10.1007/10499706_3.
- [SFVS01] F. SALVAT, J.M. FERNÁNDEZ-VAREA and J. SEMPAN. *Penelope, A code system for Monte Carlo simulation of electron and pho-*

- ton transport*. AEN-NEA (2001), workshop Proceedings Issy-les-Moulineaux, France, 5-7 Nov. 2001. - url : <http://www.oecdnea.org/html/dbprog/penelope.pdf>.
- [Sie94] B.R.L. SIEBERT. *Some Considerations on the Interrelation of Stopping Power Data for Heavy Ions in Water and Quality Factors for Neutrons - (Letter to the Editor)*. In *Radiation Protection Dosimetry*, volume 51(4), pp. 301–303 (1994).
- [SIN⁺11] K. SHIBITA, O. IWAMOTO, T. NAKAGAWA, N. IWAMOTO, A. ICHIHARA, S. KUNIEDA, S. CHIBA, K. FURUTAKA, N. OTUKA, T. OHSAWA, T. MURATA, H. MATSUNOBU, A. ZUKERAN, S. KAMADA and J. KATAKURA. *Jendl-4.0 : A new library for nuclear science and engineering*. In *Journal of Nuclear Science and Technology*, volume 48, pp. 1–30 (2011).
- [SPT87] F. SPURNY, M. PINAK and K. TUREK. *On The Use of CR-39 SSNTD as a Fast Neutron Personal Dosemeter*. In *Radiation Protection Dosimetry*, volume 20(1-2), pp. 81–84 (1987).
- [TBC⁺01] R. TURCHETTA, J. D. BERST, B. CASADEI, G. CLAUS, C. COLLEDANI, W. DULINSKI, Y. HU, D. HUSSON, J. P. LE NORMAND, J. L. RIESTER, G. DEPTUCH, U. GOERLACH, S. HIGUERET and M. WINTER. *A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology*. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 458(3), pp. 677–689 (feb 2001). - doi : 10.1016/S0168-9002(00)00893-7.
- [TFBM04] M. TOMAS, F. FERNANDEZ, M. BAKALI and H. MULLER. *MITOM : a new unfolding code based on a spectra model method applied to neutron spectrometry*. In *Radiation Protection Dosimetry*, volume 110(1-4), pp. 545–548 (2004).
- [THH⁺08] M. TROCMÉ, S. HIGUERET, D. HUSSON, A. NOURREDDINE and T.D. LÊ. *A new compact device for efficient neutron counting using a CMOS active pixel sensor*. In *Radiation Measurements*, volume 43, pp. 1100–1103 (2008), proceedings of **SSD15**, 15th International Conference on Solid State Dosimetry, Delft, Pays-Bas, 8-13 juillet 2007. - doi : 10.1016/j.radmeas.2007.12.001.
- [Tro08] Mathieu TROCMÉ. *DOSIPIX-N, Towards a CMOS Active Pixel Sensor Neutron Dosemeter*. In *IEEE-NSS 2008, Dresden, Germany, October 22, 2008* (2008). - url : <http://www.nss-mic.org/2008/NSSMain.asp>.
- [Tro10] M. TROCMÉ. *Private communication* (2010).
- [Uhe07] Josef UHER. *3D neutron detectors*. Ph.D. thesis, University of Prague, Czech Republic (2007).

-
- [Van08] Marie VANSTALLE. *Caractérisation des fonctions de réponse de dosimètres passifs de type DSTN pour la dosimétrie neutrons*. Master's thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France (2008).
- [Van10a] M. VANSTALLE. *Gamma-transparency tests of a CMOS pixel detector for a future neutron electronic dosimeter*. In *IEEE-Nuclear Science Symposium 2010, Knoxville, USA, October 30 - November 6 2010* (2010).
- [Van10b] M. VANSTALLE. *Neutron and photon response of a CMOS pixel detector for a future electronic dosimeter*. In *IRPA 2010 - International Radiation Protection Association, Helsinki, Finland, June 14-18, 2010* (2010).
- [Van11] M. VANSTALLE. *Detection of thermal neutrons with a cmos sensor for a future dosimeter*. In *ANIMMA Congress, Ghent, Belgium, June 6-9 2011* (2011).
- [VHH⁺11] M. VANSTALLE, D. HUSSON, S. HIGUERET, M. TROCMÉ, T.D. LÊ and A.M. NOURREDDINE. *Testing the gamma-transparency of a CMOS pixel detector for a future neutron dosimeter* (2011). Submitted for publication to Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.
- [WH05] N.H.E. WESTE and D. HARRIS. *CMOS VLSI design, A circuits and Systems Perspective* (Pearson, Addison-Wesley, 2005), 3rd edition.
- [X5 03] X5 MONTE CARLO TEAM. *MCNP - A general Monte Carlo N-Particle transport code, Version 5*. Los Alamos National Laboratory (2003).
- [ZBL85] J.F. ZIEGLER, J.P. BIRSACK and U. LITTMARK. *The Stopping and Range of Ions in Matter (6 volumes)* (Pergamon Press, 1977-1985). - url : <http://www.srim.org>.
- [ZHGHH11] Y. ZHANG, C. HU-GUO, D. HUSSON and Y. HU. *Design of an ultra low power cmos pixel sensor for a future neutron personal dosimeter* (2011).

