



HAL
open science

Simulation de l'imagerie à 3γ avec un télescope Compton au xénon liquide

Abdul Fattah Mohamad Hadi

► **To cite this version:**

Abdul Fattah Mohamad Hadi. Simulation de l'imagerie à 3γ avec un télescope Compton au xénon liquide. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Ecole des Mines de Nantes, 2013. Français. NNT : 2013EMNA0054 . tel-00847425

HAL Id: tel-00847425

<https://theses.hal.science/tel-00847425>

Submitted on 23 Jul 2013

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

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

Thèse de Doctorat

Abdul Fattah Mohamad Hadi

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Nantes
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans*

École doctorale : *L'École doctorale Molécules, Matières et Matériaux en Pays de Loire*

Discipline : *Constituants élémentaires et physique théorique*

Spécialité : *Physique médicale nucléaire*

Unité de recherche : *SUBATECH*

Soutenue le **17/06/2013**

Thèse N° : **2013EMNA0054**

Simulation de l'imagerie à 3 γ avec un télescope Compton au xénon liquide

JURY

Rapporteurs :	Irène BUVAT, Directeur de recherche CNRS, IMNC UMR 8165 Denis DAUVERGNE, Directeur de recherche CNRS, IPNL
Examineurs :	Lionel LUQIN, Professeur, Ecole des Mines de Nantes Sébastien JAN, Ingénieur CEA, CEA – I²BM – Service Hospitalier
Invité(s) :	Françoise KRAEBER-BODERE, Professeur Université, CHU, Nantes, France Anwar ALSALAH, Maître-assistant, Albaath University, Syria
Directeur de Thèse :	Hugues DELAGRANGE, Directeur de Recherche CNRS, SUBATECH
Co-directeur de Thèse :	Jean-Pierre CUSSONNEAU, Maître-Assistant Ecole des Mines de Nantes, SUBATECH

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

لربي الذي أنعم علي أولاً
ولوالدي الذين رباني صغيراً
ولرفاقي في رحلة الحياة، إخوتي
ولعائلي، زوجتي زينب وصغيري لجين وإياس
ولجميع أحبائي وأصدقائي
ولجميع أهلي في سورية الجريحة ...

أهدي هذا العمل موصولاً بشكري وامتناني

Remerciements

Cette thèse a été réalisée grâce à une bourse syrienne de l'université de Damas dans le cadre de physique de rayonnements. Les travaux de cette thèse se sont déroulés au laboratoire SUBATECH (Laboratoire de physique subatomique et des technologies associées), unité mixte de recherche 6457 de Nantes, sous la direction de M. Hugues Delagrangé, Directeur de Recherche CNRS, et sous l'encadrement scientifique de M. Jean-Pierre Cussonneau, dans l'équipe de recherche de M. Dominique Thers.

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Pierre Cussonneau pour m'avoir encadré pendant les travaux de cette thèse. Je le remercie pour sa disponibilité de tous les instants, pour avoir répondu à mes innombrables questions et pour ses conseils. Je tiens à remercier mon directeur de thèse Hugues Delagrangé pour m'avoir suivi le long de ce travail, surtout pour la rédaction. Je tiens à remercier Dominique Thers pour ses notes précieuses.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury, les rapporteurs Irène Buvat et Denis Dauvergne d'avoir examiné mon manuscrit de thèse avec attention, Lionel Luquin, Sébastien Jan, Françoise Kraeber-Bodéré et Anwar Alsalah d'avoir participé à ma soutenance et examiné mes travaux.

Je remercie également les membres du groupe, Jérôme pour ses aides de ROOT, Tugdual pour l'explication de l'analyse de données, l'électromagicien Eric, Julien pour la préparation de ma soutenance. Je remercie les autres membres, les anciens et les nouveaux, Samuel, Wan-Ting, Luca, ...Merci Cyril, premier thésard de XEMIS, pour son manuscrit dont j'ai beaucoup profité. Merci à Jean-Sébastien du service mécanique de ces dessins de XEMIS1 et XEMIS2.

Merci au personnel administratif de SUBATECH et de l'Ecole des Mines de Nantes, surtout Michelle Dauvé et Sylvie le Goff.

Je remercie mes amis des pauses, Hakim, Bilel, Akram, Yoursri, Ayman et Ahmed. Je remercie mes collègues de bureau Jean Baptiste et Andi.

Je remercie aussi toute personne m'a aidé à effectuer cette thèse.

والشكر لأعضاء قسم الفيزياء وكل الإداريين في جامعة دمشق الذين ساعدوني خلال عملي فيها وسهلوا لي أمور منحتي الدراسية حتى أنجزت

هذه الدكتوراه

Table des matières

Introduction	1
1 Imagerie médicale et Imagerie à 3γ	5
1.1 Imagerie médicale	5
1.1.1 Imagerie anatomique	5
1.1.2 Imagerie fonctionnelle	6
1.1.3 Imagerie moléculaire	8
1.2 Imagerie médicale nucléaire	8
1.2.1 Radiotraceurs	11
1.2.2 Détection des photons γ avec la gamma-caméra	11
1.2.3 Reconstruction de l'image	15
1.3 Tomographie à Émission Mono-Photonique (TEMP)	15
1.4 Tomographie à Émission de Positrons TEP	19
1.4.1 Principe de la TEP	19
1.4.2 Radiotraceurs utilisés en TEP	19
1.4.3 Le détecteur	21
1.4.4 Formation des coïncidences	23
1.4.5 Reconstruction tomographique	24
1.4.6 Caractéristiques des images TEP	25
1.5 Imagerie 3γ	29
1.5.1 Principe de l'imagerie 3γ	29
1.5.2 Un émetteur particulier, le ^{44}Sc	31
1.6 Conclusion	33
2 Un télescope Compton au xénon liquide	35
2.1 Le xénon liquide comme un milieu de détection	35
2.1.1 Propriétés physiques	36
2.2 Interaction des particules ionisantes	37
2.2.1 Interaction des photons γ	37
2.2.2 Ionisation	41

2.2.3	Scintillation	42
2.3	Influence du champ électrique sur les signaux détectables	44
2.3.1	Modification des rendements des signaux et des temps de décroissance	44
2.3.2	Dérive des électrons et des ions	45
2.3.3	Diffusion des électrons et résolution spatiale intrinsèque	46
2.3.4	Résolution en énergie	47
2.4	Chambre à projection temporelle XEMIS	54
2.4.1	Principe de la chambre à projection temporelle	54
2.4.2	Description de la chambre XEMIS	55
2.4.3	Photomultiplicateur (PM)	56
2.4.4	MICROMEGAS comme grille de Frisch	57
2.4.5	Anode et électronique	57
2.4.6	Cryogénie de XEMIS	60
2.5	Conclusion	65
3	Simulation Monte Carlo avec GATE	67
3.1	Motivation	67
3.2	Méthodes Monte Carlo	67
3.3	Geant4	68
3.3.1	Architecture globale	68
3.3.2	L'application utilisateur	69
3.3.3	Processus et modèles physiques dans Geant4	69
3.3.4	Principe de <i>tracking</i> dans Geant4	76
3.4	GATE : une interface de Geant4 pour l'imagerie médicale et la radiothérapie	79
3.4.1	Structure de GATE	79
3.4.2	Caractéristiques de GATE	80
3.4.3	Architecture de la simulation dans GATE	81
3.4.4	Simulation des photons optiques dans GATE	83
3.5	Physique de Geant4 dans le xénon liquide	84
3.5.1	Comparaison des processus électromagnétiques avec NIST	84
3.5.2	Étude du limiteur de pas (<i>stepLimiter</i>)	85
3.6	Conclusion	88
4	Développement de la simulation de la chambre à projection temporelle dans GATE	91
4.1	La structure générale de la simulation de la TPC	91
4.1.1	Construction de la géométrie	92
4.1.2	Mise en place des processus physiques	94
4.1.3	Définition de la source	94
4.2	Simulation du signal d'ionisation	96
4.2.1	Étapes de la simulation du signal d'ionisation	96

4.2.2	Comparaison données-simulation	101
4.3	Simulation du signal de scintillation	102
4.3.1	Paramètre de la simulation du signal de scintillation	104
4.3.2	L'efficacité de collection du signal de scintillation	105
4.4	Conclusion	106
5	Simulation de l'imagerie 3γ avec la caméra XEMIS2	107
5.1	XEMIS2, une caméra cylindrique au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal	107
5.1.1	Description	107
5.1.2	Changement de modèle de caméra	108
5.2	Simulation avec GATE	110
5.2.1	Ajout de l'aspect multi-système à GATE	111
5.2.2	Géométrie de la caméra simulée	111
5.2.3	Paramètres de la simulation	112
5.2.4	Résolution en énergie et Résolution spatiale	114
5.3	Mécanisme de la reconstruction de l'image	117
5.3.1	Déclenchement de la TPC avec la lumière de scintillation	118
5.3.2	Reconstruction des LOR	119
5.3.3	Reconstruction des cônes	121
5.3.4	Intersection LOR-cône	123
5.4	Configuration et performances de la caméra XEMIS2	124
5.4.1	Choix de la configuration de la caméra en fonction de la sensibilité	124
5.4.2	Étude de la sensibilité	126
5.4.3	Étude de la résolution spatiale le long de la LOR	127
5.4.4	Modalités de reconstruction de l'image	133
5.5	Conclusion	136
	Conclusion	139
	Bibliographie	142

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des principaux émetteurs γ utilisés en TEMP.	17
1.2	Caractéristiques des principaux émetteurs β^+ utilisés en TEP.	22
1.3	Propriétés des principaux scintillateurs utilisés en TEP [13].	23
1.4	Quelques propriétés des isotopes du scandium.	32
2.1	Résumé des caractéristiques physiques du xénon liquide	36
2.2	Principales caractéristiques du composant spécifique IDeF-X	59
4.1	Matériaux utilisés dans la simulation du prototype XEMIS1.	92
4.2	Les paramètres pris en compte dans la simulation du prototype XEMIS1.	101
4.3	Les propriétés optiques du xénon liquide utilisées dans la simulation de photons optiques.	105
5.1	Caractéristiques techniques de la caméra micro-TEP Focus 220 (Siemens) simulée pour le modèle TEP-LXe.	110
5.2	Valeurs caractéristiques des paramètres appliqués à la simulation de XEMIS2.	114
5.3	Les sensibilités obtenues pour plusieurs configurations simulées de la caméra XEMIS2.	125

Liste des figures

1.1	Radiographie pulmonaire. (<i>source : wikipedia.org</i>).	6
1.2	Échographie d'un fœtus de 9 semaines. (<i>source : wikipedia.org</i>).	7
1.3	Coupe latérale d'un crâne humain obtenue à l'aide de l'IRM. (<i>source : wikipedia.org</i>).	7
1.4	Gamma caméra de type Anger.	10
1.5	caméra TEMP à deux têtes (Sopha)	10
1.6	Radiotraceur. (<i>source : wikipedia.org</i>)	12
1.7	Schéma d'un gamma-caméra. (<i>source : C. Grignon (2007) [8]</i>)	12
1.8	Schéma de principe de scintillation dans un scintillateur inorganique. (<i>source : T. Oger (2012) [9]</i>)	13
1.9	Schéma d'un photomultiplicateur. (<i>source : wikipedia.org</i>).	14
1.10	Reconstruction du point d'interaction d'un photon γ dans la gamma-caméra	16
1.11	Une image SPECT du cerveau d'un homme de 38 ans souffrant d'épilepsie réfractaire. Elle relève une zone focale d'hyperperfusion dans la région frontale droite [10].	16
1.12	Un collimateur fanbeam (<i>source : nuclearfields.com</i>).	18
1.13	Différentes géométries de collimateurs.	18
1.14	Schéma de principe de la tomographie par émission de positons.	20
1.15	Image TEP du corps entier en utilisant le ^{18}F -FDG, la flèche indique une tumeur cancéreuse des tissus lymphoïdes [11].	21
1.16	Schéma d'un bloc détecteur composé ici d'une grille de 8×8 cristaux derrière laquelle se placent 4 PMs (A, B, C, D). (<i>source : washington.edu</i>)	22
1.17	Exemple de coïncidence vraie.	24
1.18	Exemple de coïncidence diffusée.	24
1.19	Exemple de coïncidence fortuite.	24
1.20	Une projection $p(s, \theta)$ de la fonction $f(x, y)$	25
1.21	Image TEP d'un fantôme de type <i>Derenzo</i> . Les nombres sur la figure représentent les distances entre les points en mm.	26
1.22	L'effet de parallaxe induit un biais entre la ligne réelle (trait plein) et la ligne reconstruite (trait pointillé).	26

1.23	Un schéma de TOF-PET. (A) sans information TOF, l'annihilation est située à probabilité égale le long de la LOR entière ; (B) à l'aide des informations TOF, le point d'annihilation peut être localisé avec une précision limitée, par exemple, une résolution temporelle de 500 ps correspond à 7,5 cm FWHM de résolution spatiale (<i>source : David W. Townsend 2008</i>).	28
1.24	Schéma de principe de l'imagerie 3γ réalisée avec un télescope Compton au xénon liquide couplé à un tomographe par émission de positon.	30
1.25	Schéma des niveaux d'énergie du ^{44}Sc [22].	33
2.1	Contribution relative des différents modes d'interaction des photons avec le xénon liquide	37
2.2	L'effet Compton	39
2.3	Dépendance de la section différentielle de Klein-Nishina, équation 2.7, en fonction de l'angle de diffusion de rayonnement incident de 10 (courbe la plus externe), 100 et 1000 keV (courbe la plus interne). La section efficace est représentée par le vecteur rayon, qui est exprimée en unités de r_e^2 [41].	40
2.4	Schéma des processus physiques permettant la scintillation du xénon liquide.	43
2.5	Dépendance du taux de scintillation (en bleu) et d'ionisation (ligne pointillée rouge) en fonction du champ électrique pour des électrons de recul de 122 keV [45].	45
2.6	Énergie caractéristique des électrons en fonction de E/N	48
2.7	Représentation schématique du parcours d'un électron selon quatre domaine en énergie. Le parcours noir est celui de l'électron primaire. Les parcours rouges sont ceux des électrons secondaires et les bleus ceux des électrons tertiaires.	53
2.8	Le principe de la chambre à projection temporelle au xénon liquide	55
2.9	La TPC de XEMIS.	56
2.10	Photomultiplicateur Hamamatsu R7600-06MOD-ASSY utilisé dans la TPC de XEMIS.	57
2.11	Architecture d'un GPM hybride.	58
2.12	Schéma d'une coupe transversale de l'anode segmentée. Les couches a, c, e et g sont en céramique. Les couches b, d et f sont en prépreg. Les couches L1 à L6 sont des quadrillages en cuivre. La couche TOP représente la surface des pads et la couche BOTTOM permet de connecter l'électronique de lecture.	59
2.13	Vue de l'électronique frontale IDeF-X.	59
2.14	Diagramme de phases du xénon.	60
2.15	Dispositif expérimental de XEMIS. a) Circuit de purification, b) Cryostat extérieur, c) Pulse Tube Cryocooler, d) Système de pompage auxiliaire, e) Système d'acquisition, f) Automate de contrôle.	61
2.16	Schéma du circuit cryogénique du xénon liquide.	61

2.17	Le PTR (Pulse Tube Refrigerator)	63
2.18	(a) Circuit de purification de xénon dans XEMIS, (b) Le filtre de purification SAES.	64
3.1	Catégorie de classes de Geant4	69
3.2	Exemple de tracking de Geant4 d'un photon γ de 511 keV dans le xénon liquide.	78
3.3	L'architecture de GATE	81
3.4	Comparaison simulation-NIST des contributions relatives des processus électromagnétique dans le xénon liquide.	85
3.5	Comparaison des contributions relatives des processus électromagnétique dans le xénon liquide entre le modèle Livermore et le modèle Penelope.	86
3.6	Comparaison de l'extension maximale pour trois valeur du limiteur de pas.	86
3.7	L'évolution de l'extension maximale du nuage électronique généré par une source d'électrons de 511 keV dans le xénon liquide en fonction du limiteur de pas de l'électron.	87
3.8	L'évolution du nombre de hits générés par des électrons de 511 keV dans le xénon liquide en fonction du limiteur de pas de l'électron.	88
4.1	Image extraite de GATE de la géométrie de la TPC simulée.	92
4.2	Image extraite de GATE d'une anode à 15 pixels.	93
4.3	Schéma du dispositif expérimental d'acquisition en coïncidence [9]. a) source de ^{22}Na , b) collimateur, c) PM et cristal CsI, d) enceinte à vide, e) circuit de polarisation de l'IDeFX, f) cryostat, g) IDeF-X, h) TPC, i) porte-échantillon, j) fourreau.	95
4.4	Image extraite de GATE de la simulation de dispositif expérimental utilisé pour caractériser XEMIS1 à partir des photons de 511 keV.	95
4.5	Diagramme de la logique de la simulation du système de déclenchement de XEMIS1.	96
4.6	Évolution du signal moyen dû à un dépôt d'énergie de 511 keV en fonction du champ électrique pour XEMIS1. Sur la droite, l'échelle en nombre d'électrons donne la correspondance entre le signal mesuré et le rendement de production d'électrons. Tracée en rouge, la fonction est un ajustement par le modèle de Thomas [9].	98
4.7	Évolution de la résolution en énergie mesurée à 511 keV en fonction du champ de dérive pour XEMIS1[9].	99
4.8	Une comparaison données-simulation de la profondeur des interactions des photons γ dans notre TPC de XEMIS1.	101
4.9	Une comparaison données-simulation du spectre en énergie pour XEMIS1.	102
4.10	Évolution de la résolution en énergie à 511 keV en fonction de z pour un champ de dérive de 0,5 kV/cm [9].	103

4.11	Une comparaison données-simulation de la multiplicité des clusters construits.	103
4.12	La géométrie utilisée pour la simulation des photons optiques, noter que toutes les surfaces des composants du détecteur sont absorbantes exceptée la fenêtre d'entrée du PM.	104
4.13	Spectre temporel des photons UV détecté par le PM et générés par un électrons de 511 keV.	105
4.14	La dépendance du nombre de photons UV arrivant sur le PM en fonction de la position de génération des électrons de 511 keV.	106
5.1	Dessin mécanique d'une coupe de XEMIS2 qui est composé de deux TPC cylindriques remplies de xénon liquide.	109
5.2	L'architecture TEP-LXe étudiée par Grygnon pour XEMIS2 [8].	110
5.3	Image extraite de GATE de la géométrie de la caméra 3γ simulée.	112
5.4	Coupe axiale de la caméra simulée avec le détail des matériaux utilisés.	113
5.5	Étapes de la création des anodes circulaires de notre caméra simulée	113
5.6	Exemple du tracking Geant4 de la désintégration radioactive du ^{44}Sc et de son fils le ^{44}Ca	114
5.7	Le spectre en énergie de XEMIS2 en utilisant une source de ^{44}Sc . L'ajustement gaussien autour du pic à 0,511 MeV est représenté par la courbe rouge en pointillé.	115
5.8	Le résidu selon l'axe z . La courbe rouge en pointillé représente l'ajustement gaussien de ce résidu.	115
5.9	Le résidu selon l'axe x	116
5.10	Comparaison entre les résidus, selon l'axe x , de la position calculée par le barycentre, en rouge pointillé, et celle ajustée, en noir.	117
5.11	Résidu de la position optimisée le long de l'axe x	117
5.12	Exemple d'un événement à 3γ où 3 groupes de clusters sont reconstitués, les groupes 1 et 2 correspondent aux interactions de deux photons de 511 keV et le groupe 3 correspond à l'interaction du troisième photon γ	118
5.13	Exemple d'un événement à 2 groupes de clusters, le premier groupe contient 2 clusters et le deuxième en contient 3. Le champ de vue de la camera (FOV) est en pointillé. La combinaison des deux clusters représentée comme une ligne en pointillés est rejetée.	119
5.14	Illustration d'une séquence Compton d'un côté de la trace candidate. Il est à noter que $E_{g0} = 511$ keV est censé être parfaitement connu, et u_0 est la direction définie par la combinaison initiale de deux clusters.	120
5.15	Reconstruction d'un cône à partir de deux interactions mesurées.	122
5.16	Sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de l'épaisseur de la zone active de xénon liquide, la source est ponctuelle et placée dans une petite sphère d'eau de rayon de 5 mm au centre de la caméra.	126

5.17	Sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de la position de la source suivant l'axe z ($r = 0$).	127
5.18	La sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de la position de la source suivant le rayon r ($z = 0$).	128
5.19	Définition de ΔL , la distance entre le point de l'intersection P_I du cône reconstruit avec la LOR et la projection P_P du point d'émission P_E sur la LOR. P_A est le point de l'annihilation du positron.	129
5.20	Distribution de ΔL pour une source ponctuelle au centre de la caméra en présence du fantôme.	130
5.21	La résolution spatiale le long de la LOR en fonction de z avec l'ajustement par une constante en pointillé (pour $r = 0$ mm).	130
5.22	La résolution spatiale le long de la LOR en fonction de r avec l'ajustement en pointillé (pour $z = 0$ cm).	131
5.23	La résolution spatiale le long de la LOR en fonction de r avec l'ajustement en pointillé pour : (a) $z = 3.5$ cm, (b) $z = 7$ cm.	131
5.24	Estimateur σ_c de la résolution spatiale le long de la LOR.	132
5.25	Évolution de la résolution spatiale le long de la LOR, représentée par la largeur à mi-hauteur de ΔL , en fonction de la moyenne de l'estimateur σ_c . La ligne en pointillée est l'ajustement de cette évolution par une fonction affine.	132
5.26	La résolution spatiale le long de la LOR, représentée par la FWHM de ΔL , en fonction de la coupure sur σ_c	133
5.27	Sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de la coupure sur σ_c	133
5.28	Image d'une coupe centrale (de 5 mm d'épaisseur avec des pixels de 1 mm de côté suivant x et y) d'une source ponctuelle de ^{44}Sc : (a) l'image de la coupe sur le plan (x, y) (b) la projection sur l'axe x	134
5.29	Image de la source ponctuelle de ^{44}Sc projetée sur l'axe z	135
5.30	Reconstruction tomographique d'une source sphérique avec un facteur de contraste de 4 simulée avec XEMIS2 : (a) coupe (x, y) de l'image générée (image idéale) avec son profil en bas de la zone encadrée en jaune (b) coupe (x, y) de l'image reconstruite avec son profil de la zone encadrée en jaune.	136

Introduction

Ce manuscrit rapporte mes travaux de thèse dédiés au développement de la simulation à l'aide de GATE d'un système innovant d'imagerie médicale à 3γ qui utilise le xénon liquide comme milieu de détection.

L'imagerie nucléaire fonctionnelle est une modalité de l'imagerie médicale qui consiste à localiser une substance radioactive préalablement injectée à un patient. Que ce soit avec la TEMP (Tomographie d'Émission MonoPhotonique) ou la TEP (Tomographie par Émission de Positrons), la méthode utilisée pour remonter à cette position consiste à détecter les photons gamma émis par l'émetteur radioactif et à appliquer une reconstruction tomographique pour obtenir l'image. Pour cela, en routine clinique, les caméras employées détectent les photons gamma en se servant de cristaux de scintillation couplés à des photomultiplicateurs ; cette technologie a bénéficié de plusieurs dizaines d'années de développement. L'imagerie nucléaire est principalement utilisée en cancérologie pour diagnostiquer des tumeurs et suivre leur évolution suite à un traitement approprié, mais elle est aussi utilisée en cardiologie et en neurologie.

Des recherches diverses sont menées par de nombreuses équipes à travers le monde pour améliorer les performances de la TEP qui est une modalité de l'imagerie médicale nucléaire très utilisée de nos jours. Parmi les différents axes de recherches privilégiés citons : le développement de nouveaux cristaux de scintillation (plus denses, plus rapides et dotés d'un meilleur rendement de scintillation), le remplacement des photomultiplicateurs par des photodétecteurs plus sensibles et l'amélioration de l'électronique de détection plus rapide et plus sensible). Cependant, malgré ces changements, les propriétés intrinsèques des scintillateurs solides limitent les performances finales de l'imagerie nucléaire. La faible sensibilité et le besoin des algorithmes sophistiqués de reconstruction sont contraignantes en termes de durée d'examen et de dose injectée.

C'est dans l'objectif d'améliorer les performances de l'imagerie nucléaire fonctionnelle que l'équipe de Dominique Thers au laboratoire SUBATECH a proposé une nouvelle modalité d'imagerie médicale nucléaire, l'imagerie 3γ . Cette technique d'imagerie repose sur l'utilisa-

tion d'un radioisotope innovant, le ^{44}Sc , qui est émetteur en quasi-coïncidence d'un positon et d'un photon gamma. Cela consiste à détecter d'une part les deux photons gammas issus simultanément par la désintégration du positon ce qui donnera une ligne de réponse, et d'autre part le troisième photon avec un télescope Compton, avec lequel un cône de propagation sera obtenu. Le croisement entre la ligne de réponse et le cône donnera alors l'emplacement de la désintégration, en temps réel et sans reconstruction algorithmique.

Afin d'effectuer la preuve de faisabilité de ce concept d'imagerie, un premier prototype (nommé XEMIS1) de petite dimension de télescope Compton a été développé et testé. Les résultats expérimentaux de ce prototype sont prometteurs au niveau des résolutions en énergie et spatiale. L'étape suivante sera la construction du prototype XEMIS2, il s'agit d'une caméra cylindrique remplie au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal.

Un système d'imagerie médicale nucléaire est, en général, un système compliqué et coûte relativement cher. Dans ce cas, la meilleure méthode pour concevoir un tel système et estimer ses performances est de faire une simulation numérique. Ce travail de thèse consiste à développer une simulation Monte Carlo de notre système d'imagerie à l'aide du logiciel GATE (pour Geant4 Application for Tomographic Emission).

Le premier chapitre introduit les différentes modalités d'imagerie médicale et se focalise en particulier sur l'imagerie nucléaire fonctionnelle. Nous présentons pour cette dernière modalité le principe de fonctionnement d'une gamma-caméra. Après quoi, l'imagerie à émission monophotonique sera décrite en présentant son principe, ses radiotraceurs et les caractéristiques de la gamma-caméra. Ensuite, la tomographie par émission de positrons (TEP) est présentée où nous exposons les propriétés des cristaux utilisés ainsi que les algorithmes de reconstruction appliqués pour obtenir une image, et nous introduisons les différentes variables utilisées pour caractériser les performances des caméras TEP. Finalement, le principe de l'imagerie à 3γ est abordé avant de finir le chapitre par l'exposition des propriétés physiques du ^{44}Sc .

Le deuxième chapitre est composé de quatre parties. La première partie décrit le xénon liquide et ses propriétés physiques. La deuxième partie décrit les interactions des particules ionisantes dans le xénon liquide ainsi que les phénomènes d'ionisation et de scintillation. La troisième partie est consacrée à décrire les effets du champ électrique sur les porteurs de charges dans le xénon liquide comme le changement des rendements de l'ionisation et la scintillation, les diffusions de ces charges. Elle discute aussi la résolution en énergie dans le xénon liquide. La dernière partie de ce chapitre explique le principe de la chambre à projection temporelle et décrit notre prototype XEMIS1.

Le troisième chapitre aborde les logiciels informatiques employés afin d'effectuer les simulations Monte Carlo du détecteur au xénon liquide. L'environnement logiciel Geant4 est introduit en se concentrant sur ses modèle physiques et en décrivant l'implémentation des mécanismes physiques qui nous concerne dans le modèle Livermore. Après Geant4, son applica-

tion GATE est présentée en décrivant sa structure, ses caractéristiques, son architecture et la simulation de photons optiques dans ce logiciel. Le chapitre se termine par des simulations de GATE pour étudier la physique de Geant4 dans le xénon liquide.

Le quatrième chapitre est consacré à détailler notre développement de simulation de XEMIS1 avec GATE. La structure générale de la simulation d'une chambre à projection temporelle est décrite en premier lieu. En second lieu, la simulation du signal d'ionisation est détaillé. Pour valider notre travail de simulation nous comparons nos simulations avec les données expérimentales de notre prototype XEMIS1. Nous terminons ce chapitre par une simulation du signal de scintillation.

Le dernier chapitre a pour un but d'estimer les performances de notre modèle proposé de XEMIS2 qui sera une caméra remplie complètement de xénon liquide et dédiée à l'imagerie du petit animal ; cette estimation se fait par une simulation basée sur la simulation de XEMIS1. Après la description de la simulation de XEMIS2 avec GATE, nous décrivons notre code dédié à la reconstruction des images dans l'imagerie à 3γ . Finalement les résultats obtenus par la simulation des performances de cette caméra sont présentés.

Chapitre 1

Imagerie médicale et Imagerie à 3γ

1.1 Imagerie médicale

L'imagerie médicale consiste à obtenir des informations, sous forme d'images, de l'anatomie ou du fonctionnement des organes d'un être vivant d'une manière non invasive, c'est à dire sans l'opérer.

L'imagerie médicale fait appel à plusieurs disciplines scientifiques telles que la biologie, la chimie, la physique, les mathématiques, l'informatique, pour créer les images dans les domaines des neurosciences, de la cardiologie, de la psychiatrie et de l'oncologie.

Une large palette de signaux physiques est utilisée en imagerie médicale pour obtenir une image du corps du patient. Parmi les plus utilisés en routine clinique, il y a les rayons X, les ultrasons, les champs magnétiques, les ondes électromagnétiques et les rayonnements ionisants. Chacun de ces signaux est associé à une technique d'imagerie particulière qui peut être classée suivant une des trois familles : l'imagerie anatomique, l'imagerie fonctionnelle et l'imagerie moléculaire.

1.1.1 Imagerie anatomique

L'imagerie anatomique, aussi appelée imagerie morphologique, a pour objectif d'obtenir des informations sur l'anatomie même des organes et ainsi détecter certaines anomalies. Parmi les techniques les plus connues de ce type d'imagerie, nous pourrions citer la radiographie à rayons X, l'échographie, ou l'IRM.

Radiographie à rayons X C'est la forme la plus ancienne d'imagerie médicale pratiquée, puisqu'elle remonte à la fin du XIX^{ème} siècle et à la découverte des rayons X par Wilhelm Röntgen en 1895. Celui-ci pratiqua une première radiographie, celle de la main de sa femme, quelques semaines seulement après sa découverte.

Il existe deux types d'imagerie X : la radiographie classique utilisée pour détecter les fractures osseuses par des images planaires et la tomодensitométrie à rayons X, plus connue sous le nom de scanner X (CT pour Computed Tomography en anglais). Ce dernier fournit des images en trois dimensions avec un contraste amélioré par rapport à la radiologie classique. La figure 1.1 présente une radiographie pulmonaire.



FIGURE 1.1 – Radiographie pulmonaire. (*source : wikipedia.org*).

Imagerie ultrasonore Le principe de cette technique, plus connue sous le nom d'échographie dans le milieu médical, est de reconstruire une image à partir de l'amplitude d'ondes ultrasonores rétrodiffusées sur l'interface entre deux milieux ayant deux impédances acoustiques différentes. Ce type d'imagerie permet d'observer le développement du fœtus, figure 1.2, chez la femme enceinte. Elle est aussi utilisée dans la médecine urogénitale.

IRM (pour Imagerie par Résonance Magnétique) est une technique d'imagerie médicale permettant d'obtenir une vue en trois dimensions d'une partie du corps humain, avec une résolution spatiale typiquement inférieure au millimètre. Tout comme l'imagerie par ultrasons, elle possède l'avantage d'être non invasive et non irradiante.

L'IRM repose sur le phénomène physique de la RMN (pour **R**ésonance **M**agnétique **N**ucléaire) qui permet d'imager la densité des protons contenus dans le corps humain en se servant des propriétés magnétiques des noyaux. Du fait de son excellente résolution spatiale (moins d'un millimètre), l'IRM est une technique principalement utilisée pour imager le cerveau, figure 1.3.

1.1.2 Imagerie fonctionnelle

L'imagerie fonctionnelle a pour but d'étudier les processus physiologiques en caractérisant le niveau de métabolisme d'un organe. Elle est principalement utilisée dans les domaines tels



FIGURE 1.2 – Échographie d'un fœtus de 9 semaines. (*source : wikipedia.org*).



FIGURE 1.3 – Coupe latérale d'un crâne humain obtenue à l'aide de l'IRM. (*source : wikipedia.org*).

que l'oncologie et la cardiologie où elle permet de mettre en évidence la présence de tumeurs ou d'anomalies cardiaques. Elle trouve une application en recherche, que ce soit dans le cadre des études cognitives et comportementales, ou dans celui des maladies neurodégénératives.

Les techniques de l'imagerie anatomique se retrouvent aussi dans l'imagerie fonctionnelle comme l'IRMf (pour **I**magerie par **R**ésonance **M**agnétique **f**onctionnelle) qui permet d'explorer le fonctionnement du cerveau, l'échographie Doppler, qui donne des informations sur les flux sanguins et l'angiographie par rayons X, qui permet de visualiser les vaisseaux sanguins. Le pan le plus vaste de l'imagerie médicale fonctionnelle reste cependant l'imagerie médicale

nucléaire, qui sera décrit par la suite.

1.1.3 Imagerie moléculaire

L'imagerie moléculaire est le nom donné à une discipline émergente d'imagerie ; elle provient du domaine de la radiopharmacologie en raison de la nécessité de mieux comprendre les phénomènes moléculaires fondamentaux dans les organismes. Elle vise alors à observer le fonctionnement des organes et organismes *in vivo* par des moyens les moins invasifs possibles. Elle est utilisée pour faire l'image de gènes, de protéines ou de phénomènes associés à ces objets.

1.2 Imagerie médicale nucléaire

L'imagerie nucléaire est un domaine de l'imagerie médicale qui consiste à utiliser des radiopharmaceutiques administrés en très faibles doses à un patient à des fins de diagnostic, de suivi thérapeutique ou de recherche. L'objectif est de visualiser en trois dimensions la distribution de ce radiopharmaceutique dans l'organisme afin d'analyser le fonctionnement des organes ou de détecter des changements métaboliques causés par une maladie.

Le radiotracteur utilisé, ou radiopharmaceutique, est une entité composée d'une molécule vectrice et d'un isotope radioactif. Le tout possède au final des propriétés chimiques similaires au composé d'origine basé sur l'équivalent stable, mais peut être détecté grâce au rayonnement qu'il émet. Cette molécule est choisie en fonction de l'application voulue ; elle doit être spécifique du phénomène étudié.

Les deux types de radioisotopes utilisés en imagerie nucléaire sont les émetteurs gamma et les émetteurs de positrons. Les positrons émis par ces derniers s'annihilent avec la matière du corps humain pour former deux gamma de 511 keV. Dans ce cas, l'outil de détection privilégié est une caméra à scintillation, basée sur la technologie des cristaux scintillants associés à des photomultiplicateurs.

L'imagerie nucléaire se divise classiquement en deux types principaux :

- **Tomographie d'émission monophotonique** (TEMP en français et SPECT en anglais, pour Single Photon Emission Computed Tomography)
- **Tomographie à émission de positrons** (TEP en français et PET en anglais pour Positron Emission Tomography).

Un bref historique

L'histoire de l'imagerie médicale nucléaire est intimement liée à celles de la radioactivité et de l'instrumentation associée. Elle a en effet très largement bénéficié des progrès réalisés dans des domaines aussi divers que la physique et la chimie nucléaire, la physique des détecteurs de rayonnements ionisants et l'électronique.

En 1912, le chimiste hongrois George de Hevesy avait eu l'idée d'utiliser les éléments radioactifs comme traceurs. La méthode des marqueurs radioactifs était née. Il en a été récompensé par un prix Nobel en 1943 [1]. Dès 1935, Hevesy rapporte la première et désormais classique étude utilisant un indicateur radioactif d'un élément physiologique spécifique dans un système animal. Avec un compteur Geiger-Muller, il étudia la fixation du phosphore 32 dans différents organes et tissus chez le rat alimenté en phosphate de sodium marqué.

En 1938, le technétium 99m, qui demeure encore aujourd'hui l'isotope le plus utilisé dans l'imagerie monophotonique, a été découvert par Emilio Segre. Dans les années 1950, était utilisé l'iode-131 sous forme injectable, qui allait se fixer dans la thyroïde pour s'incorporer dans les hormones thyroïdiennes. Un opérateur mesurait avec un compteur Geiger-Müller, proche du cou du malade, la radioactivité point par point, il obtenait ainsi des images fonctionnelles montrant l'incorporation de l'iode dans l'hormone thyroïdienne de la thyroïde.

À la fin des années 1940, Cassen, de l'Université de Californie à Los Angeles, remplace le compteur Geiger-Muller par un détecteur composé d'un cristal scintillant de (Calcium tungstate) couplé à un photomultiplicateur [2]. Une première automatisation de ce procédé était proposée par Cassen, Reed et Curtis en 1950 : elle consistait à déplacer simultanément la sonde au-dessus du patient et une feuille de papier au-dessous d'un pointeur fixe, piloté par un relais électromagnétique. Cet appareil fut ensuite fabriqué et commercialisé sous le nom de *Scintiscanner*TM. En 1951, le matériau scintillant était remplacé par le NaI(Tl) que la compagnie Harshaw venait de commercialiser. Kuhl de l'université de Pennsylvanie perfectionnait ensuite ce procédé en remplaçant le papier par l'émulsion radiographique ce qui procurait une augmentation notable du contraste.

Le physicien Hal Hanger suivait les travaux de Cassen au Lawrence Laboratory à Berkeley et proposait, au milieu des années 1950, une version corps entier du scintigraphe : le *Mark 1*. En 1957, il proposa sa première gamma caméra, figure 1.4 : elle était munie d'un cristal scintillateur NaI(Tl) d'épaisseur 6,35 mm avec un champ de diamètre 10 cm. Son collimateur était de type sténopéique. Les premières gamma-caméras à grand champ sont apparues vers le milieu des années 1970.

Au milieu des années 1970, Houndsfield et la Société EMI installent le premier tomographe. En 1979, le physicien Jaszac réalise ses premiers essais de tomographie d'émission monophotonique. Cette technique utilise une gamma caméra animée d'un mouvement de rotation coaxial au lit du patient. Le dispositif utilise une, deux, voire trois têtes de détection qui décrivent un mouvement conjoint, figure 1.5. Il faudra attendre 1984 pour voir arriver sur le marché les premières caméras tomoscintigraphiques.

Le premier examen TEP (en anglais PET ou PETscan) sur patients volontaires a été réalisé en 1976 aux États-Unis par Alavi à l'université de Pennsylvanie avec un tomographe monophotonique conventionnel, voir figure 1.5. Le traceur majoritairement utilisé dans cette imagerie est le FDG (FluoroDesoxyGlucose) marqué au fluor 18 et a été synthétisé pour la première fois par Ido au début des années 1970. Cho et Farukhi proposent en 1977 [3] de remplacer les scintillateurs NaI par des cristaux de BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). C'est chose faite dès 1978 par une équipe de Montréal [4]. La géométrie des caméras TEP évolue encore un peu, passant à une géométrie cylindrique comprenant plusieurs anneaux successifs de détecteurs en 1988 [5]. En 1991 apparaît le LSO ($\text{Lu}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) [6].

Depuis le début des années 2000, la nouvelle génération de caméra consiste en caméras hybrides TEP-Tomodensitomètre X (TDM) ou TEMP-TDM.

Il aura fallu une dizaine d'années de développement pour obtenir la gamma caméra et presque quarante ans pour la caméra TEP, qui sont toutes les deux des produits aboutis hautement performants. Depuis, les évolutions se font plus dans le détail, en peaufinant les appareils, les isotopes et les méthodes afin d'obtenir les techniques actuelles utilisées en routine clinique.

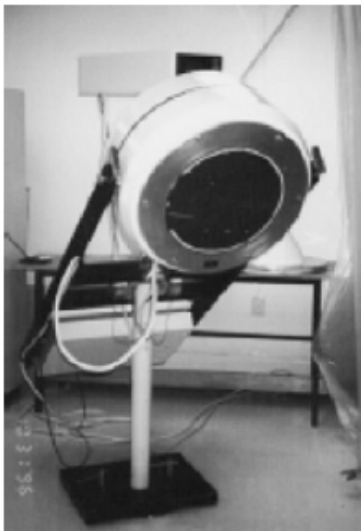


FIGURE 1.4 – Gamma caméra de type Anger.



FIGURE 1.5 – caméra TEMP à deux têtes (Sopha)

Quantification

Le but de l'imagerie nucléaire fonctionnelle est d'estimer la distribution en 3D d'un radiotraceur. Un grand défi de l'imagerie fonctionnelle actuelle est la quantification [7]. Elle consiste en l'extraction de paramètres physiologiques à partir de l'information comprise dans un volume de

l'image (ou voxel, contraction de volumetric pixel), qui est reliée à la quantité de radiotracteur présent dans un volume déterminé de tissu.

La quantification apporte plus d'informations que la simple interprétation visuelle des images. La visualisation des images permet notamment de détecter des hypofixations ou des hyperfixations, c'est à dire des concentrations anormales du marqueur qui révèlent une pathologie. Au delà de la simple détection, la quantification permet de caractériser ces fixations et les lier à des processus physiologiques à des fins thérapeutiques et diagnostiques.

1.2.1 Radiotraceurs

Comme expliqué précédemment, le radiotracteur est une entité composée d'une molécule vectrice et d'un isotope radioactif (appelé marqueur), voir figure 1.6. Le marqueur agit comme une balise permettant de localiser le radiotracteur dans le corps du patient.

Le radiotracteur doit aussi satisfaire un certain nombre de critères chimiques. Tout d'abord, il doit être spécifique de la fonction étudiée. Ensuite, il doit rester stable chimiquement lorsqu'il est injecté dans le sang du patient et sa présence ne doit pas perturber le phénomène étudié. De plus, le marqueur doit rester attaché à la molécule vectrice afin que l'image obtenue soit bien celle du radiotracteur complet.

D'un point de vue physique, le rayonnement émis par le marqueur doit être facilement détectable par un appareil externe tout en déposant une faible dose dans l'organisme. C'est pour cela que les marqueurs sont strictement des émetteurs gamma, par voie directe ou indirecte (émetteurs β^+). En fait, pour les deux autres types d'émetteurs, les α et β^- , ces particules ont un parcours trop faible dans la matière, ce qui rend impossible leur détection par un appareil externe au patient. Ils sont utilisés pour soigner certains cancers en radio-immunothérapie.

De plus, l'énergie des photons gamma émis doit être suffisamment élevée pour permettre aux photons de s'échapper de l'organisme et suffisamment faible pour permettre une détection efficace par le détecteur. Cette condition est réalisée en utilisant des énergies comprises entre quelques centaines de keV et 1 MeV.

Enfin, la demi-vie du marqueur doit être suffisamment longue pour permettre de suivre le processus physiologique considéré, et suffisamment courte pour éviter une irradiation inutile.

1.2.2 Détection des photons γ avec la gamma-caméra

1.2.2.1 Principe de la gamma-caméra

La gamma-caméra est composée principalement de trois parties, figure 1.7 : le collimateur, le cristal scintillant et les photomultiplicateurs (PM). Le collimateur sert à sélectionner les photons incidents arrivant selon la direction voulue. À chaque interaction d'un photon dans le cristal

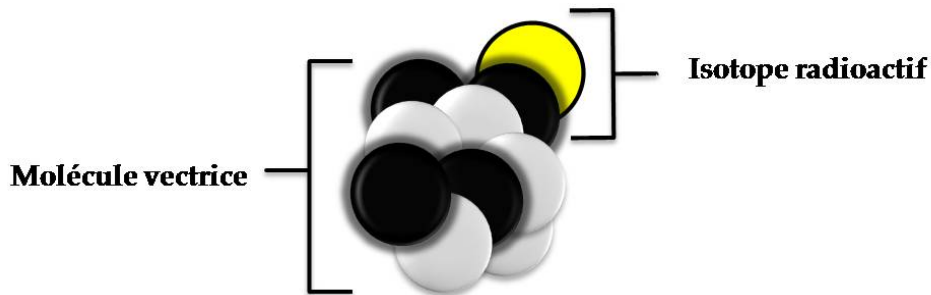


FIGURE 1.6 – Radiotracteur. (source : wikipedia.org)

scintillant, ce dernier va émettre de la lumière de scintillation, l'intensité de cette lumière étant proportionnelle à l'énergie déposée par le photon. Cette lumière est alors convertie par les PM en un signal électrique d'intensité proportionnelle à la quantité de lumière reçue. La position du point d'interaction dans le cristal est reconstruite à l'aide des informations collectées par le circuit électronique de positionnement auquel sont reliés tous les PM.

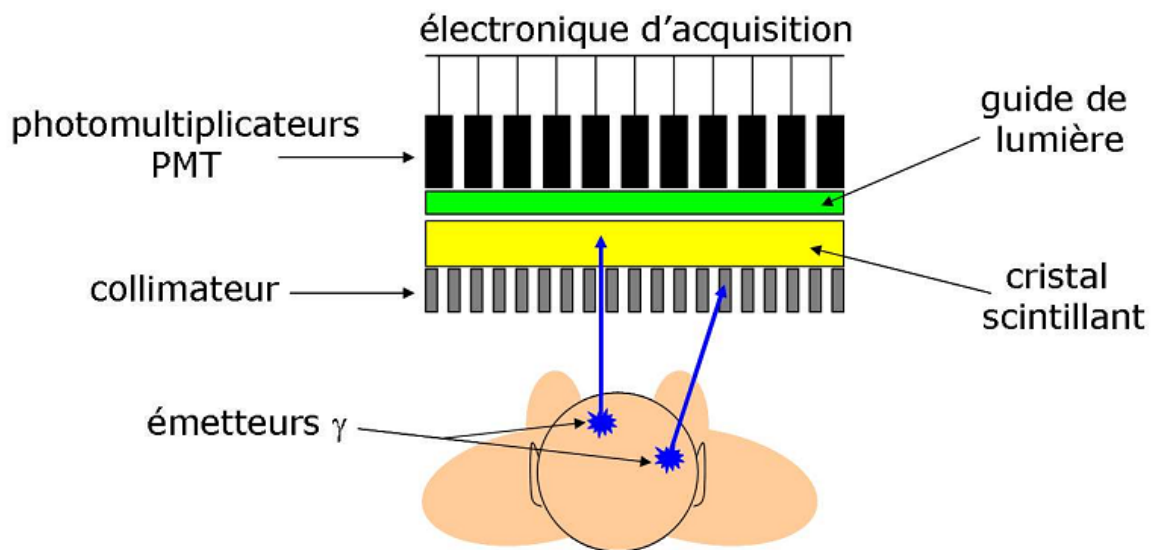


FIGURE 1.7 – Schéma d'un gamma-caméra. (source : C. Grignon (2007) [8])

1.2.2.2 Cristaux scintillants

Le rôle du cristal scintillant est d'arrêter le photon et de convertir son énergie en lumière de scintillation. Cette étape est nécessaire car seule une lumière de longueur d'onde proche du visible peut être facilement transformée en un signal électrique exploitable à l'aide d'un matériau photosensible approprié.

Les cristaux communément utilisés dans les gamma-caméras sont des cristaux solides inorga-

niques. Le cristal possède une bande de valence et une bande de conduction séparées par une bande interdite d'une largeur de quelques eV. Le cristal contient des centres de luminescence, activateurs, qui sont capables de générer des niveaux d'énergie au sein même de la bande interdite, figure 1.8.

Principe de scintillation : Le mécanisme de scintillation est illustré par la figure 1.8. Lorsqu'un photon incident interagit avec le cristal par effet photoélectrique ou effet Compton il va éjecter un électron. Ce dernier va créer ainsi des paires électron-trou, en faisant passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction, le long de son parcours jusqu'à sa thermalisation. L'électron présent dans la bande de conduction est alors transféré de manière non-radiative sur les états excités de l'activateur impliqué, le photon de scintillation étant ensuite produit par transition de ce niveau excité à l'état fondamental.

Les cristaux scintillants doivent être denses pour pouvoir maximiser les probabilités d'effet Compton ou photo-électrique. Ils doivent avoir un rendement lumineux le plus efficace possible et un temps de réponse le plus rapide possible.

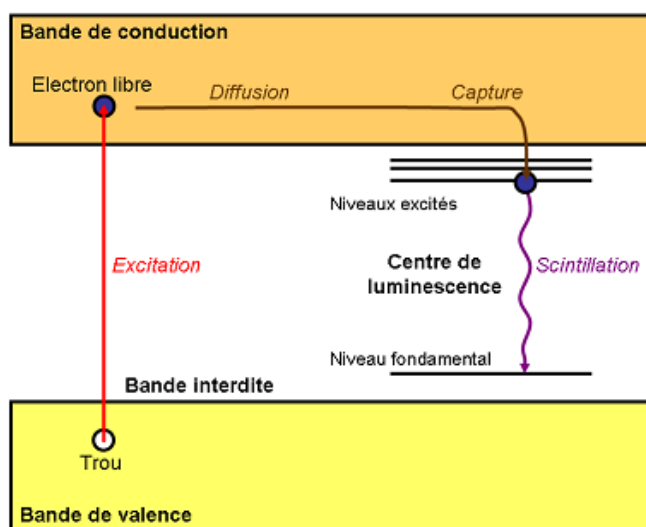


FIGURE 1.8 – Schéma de principe de scintillation dans un scintillateur inorganique. (source : T. Oger (2012) [9])

1.2.2.3 Photomultiplicateurs

Un photomultiplicateur (PM ou PMT pour PhotoMultiplier Tube en anglais) est un détecteur de lumière très sensible qui fonctionne dans un domaine spectral s'étendant de l'infrarouge à l'ultraviolet en passant par le visible.

Principe de fonctionnement : Le principe de fonctionnement du photomultiplicateur est illustré par la figure 1.9. Premièrement, le photon incident pénètre par la fenêtre d'entrée qui est transparente, avant d'interagir avec la photocathode par effet photoélectrique. Le rôle de la photocathode est alors de convertir le flux de photons incidents en flux d'électrons. La photocathode peut être déposée sur la face interne de la fenêtre d'entrée ou encore sur une électrode qui fait face à la fenêtre. Elle est composée de matériaux semi-conducteurs alcalins. Dans une seconde étape, le photoélectron éjecté de la photocathode va dériver dans le vide et être accéléré vers la première dynode, en étant focalisé par des champs électriques importants générés par des électrodes de focalisation. Après la collection par une dynode, le photoélectron va arracher plusieurs électrons, qui vont être alors accélérés vers la seconde dynode. Ce mécanisme va se reproduire à chaque dynode. Au final, les électrons seront collectés par l'anode et le signal reçu sera transmis à l'électronique d'acquisition.

Caractéristiques : Le PM se caractérise par plusieurs grandeurs. Une caractéristique importante est l'efficacité quantique de la photocathode. Il s'agit de la probabilité qu'un photon incident produise un photoélectron qui soit ensuite détecté. L'efficacité quantique dépend de plusieurs facteurs, comme la longueur d'onde du photon incident.

Une autre grandeur importante du PM est le gain, généralement de l'ordre de $10^6 - 10^8$. Le gain dépend surtout de la tension d'alimentation appliquée au PM. Il varie aussi en fonction du champ électrique de focalisation, ou encore avec le vieillissement des dynodes.

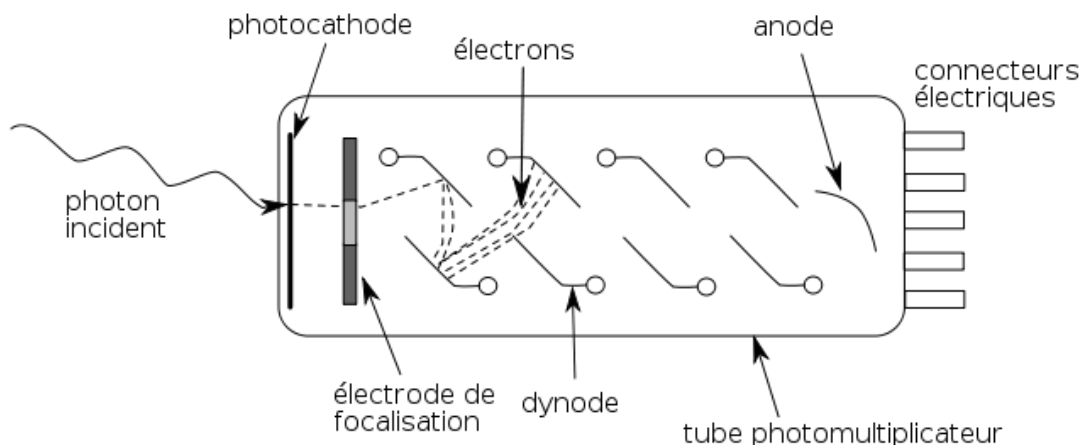


FIGURE 1.9 – Schéma d'un photomultiplicateur. (source : wikipedia.org).

1.2.3 Reconstruction de l'image

La scintillation produite dans le cristal est détectée par un grand nombre de PM qui sont disposés dans une matrice bidimensionnelle. Chacun des PM composant la matrice reçoit une quantité de lumière qui dépend de l'angle solide sous lequel le PM en question voit le point d'interaction du rayon γ dans le cristal. L'énergie déposée est obtenue en sommant les signaux de chacun des PM.

L'interaction du rayonnement γ dans la caméra permet donc de remonter à deux coordonnées du point d'interaction ainsi qu'à l'énergie déposée en ce point mais ne permet en aucun cas de remonter à la direction d'incidence de celui-ci. Cette direction est obtenue à l'aide d'un collimateur, dont la forme dépend du type d'émetteur utilisé, β^+ ou γ , mais qui est toujours constitué d'un matériau dense comme du plomb ou du tungstène. Le principe consiste à laisser passer les rayons γ qui arrivent selon un angle d'incidence bien précis, les autres photons se retrouvant absorbés en traversant le collimateur. La sensibilité globale du système se retrouve alors réduite, ce qui a pour conséquence d'augmenter la dose reçue par le patient.

Le photon peut effectuer qu'un seul dépôt d'énergie en un seul point par effet photoélectrique, ou plusieurs dépôts en différents points par le biais de l'effet Compton. Un point reconstruit par la caméra est considéré comme un signal intéressant pour l'image s'il correspond au dépôt total de son énergie par un photon γ qui n'a pas subi d'interaction auparavant. En effet, si le photon subit une diffusion Compton avant de rentrer dans le scintillateur, l'information obtenue sur le point d'émission est erronée et l'événement doit être rejeté.

Au final, l'image obtenue avec une gamma-caméra est une projection de la distribution du radioémetteur sur un plan : c'est donc de l'imagerie bidimensionnelle, ou planaire. L'obtention d'une image en trois dimensions nécessite d'utiliser le principe de la tomographie ; cela sera expliqué dans la suite de ce chapitre.

1.3 Tomographie à Émission Mono-Photonique (TEMP)

La tomographie d'émission monophotonique, (TEMP), est une technique d'imagerie médicale nucléaire tomographique basée sur l'utilisation d'émetteurs γ et d'une gamma-caméra en rotation autour du patient.

Les trois principales applications de la TEMP sont en imagerie cardiaque, cérébrale et en oncologie. En imagerie cardiaque, il est par exemple possible d'étudier le myocarde à l'effort ou au repos, ou encore de reconstituer le cycle cardiaque. En oncologie, l'imagerie notamment planaire des métastases sur le corps entier est très utilisée. En imagerie cérébrale, il est possible de repérer des régions du cerveau qui seraient atteintes par une quelconque pathologie, notamment l'épilepsie, voir figure 1.11

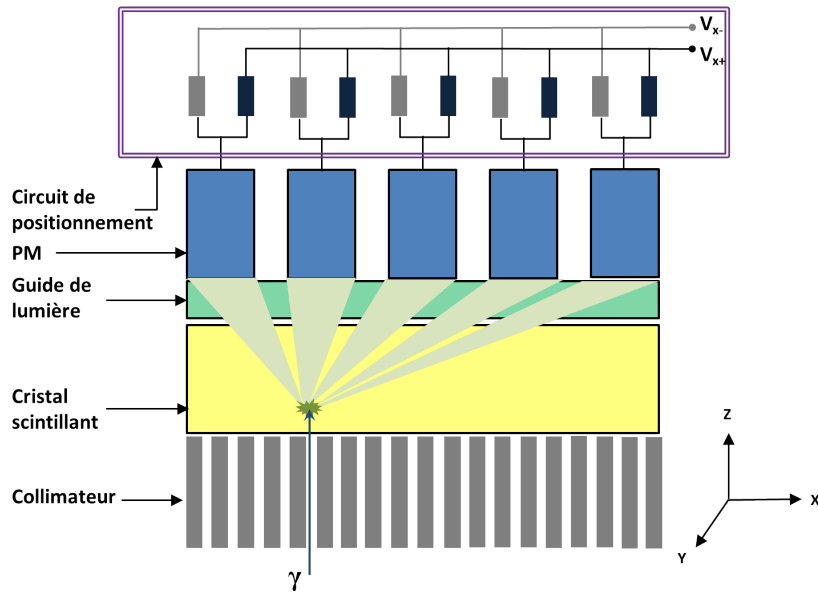


FIGURE 1.10 – Reconstruction du point d'interaction d'un photon γ dans la gamma-caméra

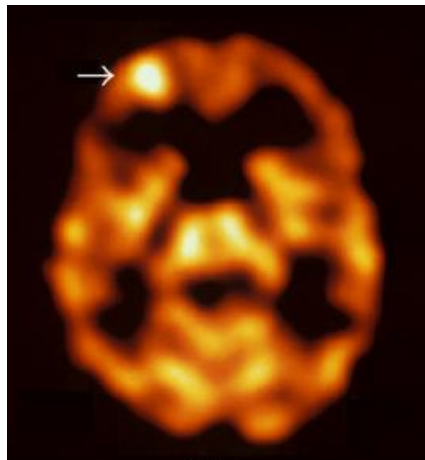


FIGURE 1.11 – Une image SPECT du cerveau d'un homme de 38 ans souffrant d'épilepsie réfractaire. Elle relève une zone focale d'hyperperfusion dans la région frontale droite [10].

Principe de la reconstruction tomographique TEMP

La tomographie (racine grecque tomê, coupe, et ainsi représentation en coupes) consiste en une rotation d'une gamma-caméra autour du patient pour effectuer, tous les degrés par exemple, une projection de la distribution du radiotracer contenu dans le patient sur un plan. L'accumulation de toutes ces projections permet, à l'aide d'algorithmes mathématiques spécifiques, de reconstruire une vue tridimensionnelle de cette distribution.

Isotope	Energie du rayon γ émis (keV)	Demi-vie
^{99m}Tc	140,5	6,02 heures
^{123}I	159	13 heures
^{67}Ga	93, 185 et 300	3,26 jours
^{111}In	171 et 245	2,81 jours
^{201}Tl	de 60 à 70	3,05 jours

TABLE 1.1 – Caractéristiques des principaux émetteurs γ utilisés en TEMP.

Radiotraceurs utilisés dans la TEMP

Les radioisotopes les plus utilisés dans l'imagerie TEMP sont le technétium 99, l'iode 123, l'indium 111, le gallium 67 et le thallium 201 : leurs principales propriétés sont résumées dans le tableau 1.1.

Le plus largement utilisé de ces émetteurs est le technétium 99 métastable, ^{99m}Tc . Le ^{99m}Tc possède une demi-vie de 6 heures, parfaitement compatible avec une utilisation clinique, car assez longue pour une manipulation aisée et assez courte pour disparaître rapidement de l'organisme. Il émet un photon de 140,5 keV, assez énergétique pour traverser les matériaux sans l'être trop pour rendre sa détection difficile. Le technétium est obtenu via des générateurs au molybdène, qui sont présents dans les hôpitaux, sous forme de pertechnétate de sodium. Il peut être utilisé tel quel, pour l'imagerie cardiaque. La chimie du technétium est assez riche, ce qui permet de lier cet isotope à un nombre relativement élevé de molécules, telles que le MIBI (méthoxyisobutyliso-nitrile) pour l'imagerie myocardique, le HMPAO (hexa-méthyl-propylène-amine-oxime) pour l'imagerie du cerveau ou encore le HDMP (HyDroxyMéthylène Diphosphate) pour l'imagerie osseuse. Un autre élément très couramment utilisé en scintigraphie est l'iode 123, ^{123}I , pour l'imagerie de la thyroïde.

1.3.0.1 Caractéristiques de la gamma-caméra utilisée en TEMP

Collimateur

Le collimateur est une plaque de métal dense percée de canaux qui sert à sélectionner la direction de photons incidents. Le collimateur est constitué d'un matériaux dense avec un numéro atomique élevé, comme le plomb, pour une efficacité maximale d'absorption.

Plus l'épaisseur du collimateur est élevée, plus sa résolution spatiale est élevée et plus sa sensibilité est réduite et vice versa. Un compromis est nécessaire entre résolution et sensibilité, l'équilibre étant ajustable selon le type d'image.

Il y a quatre types de collimateur selon la géométrie des canaux, voir figure 1.13. Dans le cas le plus courant, le collimateur est dit « parallèle », les canaux sont alors parallèles les uns aux autres. Il existe aussi des collimateurs "fanbeam" dont les canaux sont focalisés en un point. Ils sont utilisés pour agrandir (collimateur convergent) ou amoindrir (collimateur divergent) la zone d'intérêt. Enfin, le collimateur "sténopé", utilisé par exemple en imagerie thyroïdienne.

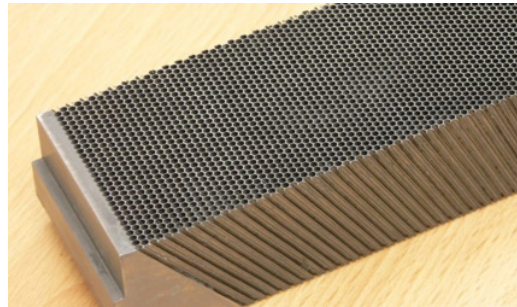
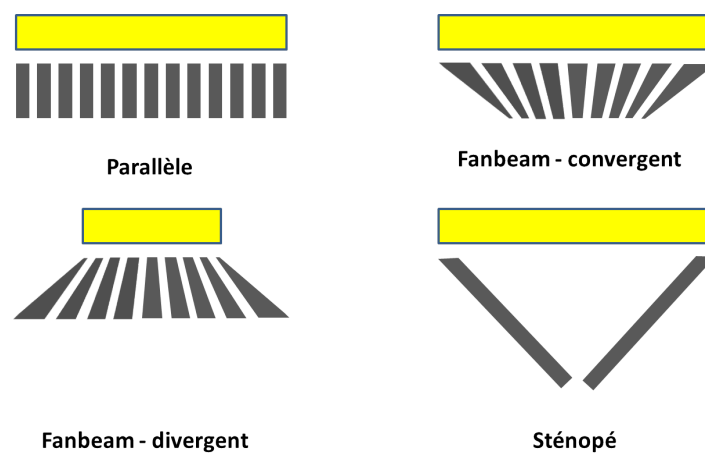
FIGURE 1.12 – Un collimateur fanbeam (source : *nuclearfields.com*).

FIGURE 1.13 – Différentes géométries de collimateurs.

Cristal scintillant

La gamma-caméra utilisée en TEMP doit posséder certaines spécificités pour pouvoir être utilisée avec les émetteurs décrits précédemment. Dans le cas de l'imagerie monophotonique, la majorité des examens étant réalisés avec du ^{99m}Tc , la majorité des gamma-caméras utilise aujourd'hui principalement de l'iodure de sodium dopé au thallium ($\text{NaI}(\text{Tl})$). Ce cristal possède une densité assez grande ($3,7 \text{ g.cm}^{-3}$) et a un numéro atomique élevé (l'iode, $Z = 53$), lui permettant ainsi de privilégier l'effet photoélectrique aux dépens de l'effet Compton dans la gamme d'énergie considérée. Il possède de plus un bon rendement lumineux, 40000 photons émis par MeV déposé, synonyme de bonne résolution en énergie ainsi qu'une constante de décroissance rapide de 23 ns.

Le plus souvent, le cristal de NaI est un bloc monolithique dont les dimensions latérales peuvent atteindre 60 cm. L'épaisseur est, quant à elle, le fruit d'un compromis entre l'efficacité de détection de la caméra et la résolution spatiale de l'image reconstruite. Une épaisseur d'un centimètre est le choix le plus commun dans le cas du NaI, permettant à 93 % des photons de 140 keV d'interagir dans le cristal. Lorsque le rayon γ interagit, il a 77 % de chances de le faire par effet photoélectrique.

1.3.0.2 Applications et performances de la TEMP

L'imagerie TEMP est principalement utilisée pour la détection de tumeurs osseuses, en utilisant le ^{99m}Tc , mais est aussi appliquée en cardiologie et en neurologie. Il est aussi possible de faire de l'imagerie fonctionnelle du cerveau, comme dans le cas de la maladie d'Alzheimer.

La TEMP permet d'obtenir une résolution spatiale légèrement inférieure au centimètre, et ce pour une sensibilité globale proche de 0,01 % et une résolution en énergie de l'ordre de 9% à 140 keV. En clinique, la gamma-caméra peut être utilisée en acquisition tomographique ou scintigraphique. La grande variété des marqueurs visualisables par la caméra fournit une palette très importante d'examens possibles. Le temps des examens est relativement court par rapport à la TEP ou l'IRM, ce qui explique pourquoi la TEMP est un outil de premier plan dans les services de médecine nucléaire.

1.4 Tomographie à Émission de Positrons TEP

La TEP est une modalité d'imagerie nucléaire qui, comme la TEMP, mesure la distribution tridimensionnelle d'une molécule marquée par un isotope radioactif.

La TEP utilise majoritairement le FDG et qui est un analogue du glucose. En injectant au patient, ou à l'animal, le FDG marqué par l'isotope ^{18}F , qui est émetteur de positrons, on obtiendra une image de la distribution du glucose dans l'organisme.

1.4.1 Principe de la TEP

La différence principale entre la TEMP et la TEP provient du changement d'émetteur radioactif. Pour la TEP, l'émetteur utilisé est un émetteur de positrons. Le positron s'annihile avec un électron de la matière pour donner naissance à deux photons de 511 keV émis de manière diamétralement opposée. Une couronne de détection sert alors à détecter ces photons. Les deux rayons γ détectés en coïncidence temporelle forment une ligne de réponse qui passe par le point d'annihilation. La localisation de l'émetteur ne nécessite alors plus de collimateur, ce qui permet de gagner en sensibilité, voir figure 1.14. En mesurant un certain nombre de paires de photons, il est possible, via des techniques mathématiques, d'obtenir une image estimant la distribution globale des lieux d'émission de ces photons.

1.4.2 Radiotraceurs utilisés en TEP

Un des avantages de la TEP par rapport aux autres techniques de médecine nucléaire est qu'elle a à sa disposition un éventail d'éléments chimiques d'intérêt biologique pour le mar-

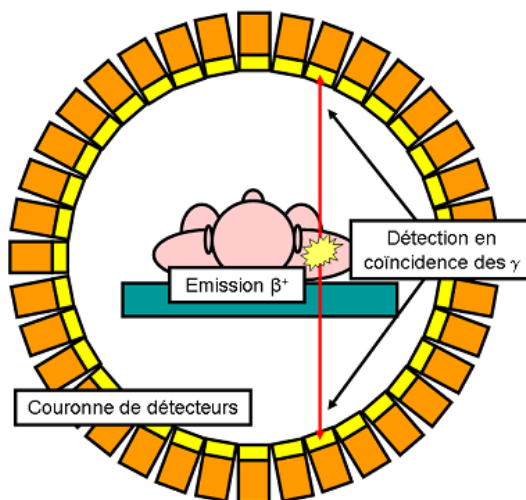


FIGURE 1.14 – Schéma de principe de la tomographie par émission de positons.

quage. En effet, il se trouve que sur les quatre principaux constituants des systèmes biologiques, trois possèdent des isotopes qui se désintègrent par émission de positrons : le carbone, l'azote et l'oxygène.

Ces trois isotopes, le carbone 11 (^{11}C), l'azote 13 (^{13}N) et l'oxygène 15 (^{15}O), possèdent des périodes de quelques minutes (voir tableau 1.2) et doivent donc être fabriqués à proximité du lieu d'utilisation à l'aide d'un cyclotron. C'est pourquoi dans un premier temps, la TEP fut seulement utilisée dans des laboratoires de recherche possédant un cyclotron, les recherches étant principalement orientées vers l'imagerie cérébrale.

Le développement de la TEP en terme d'utilisation clinique est principalement dû à un isotope particulier, le ^{18}F , qui a une durée de demi-vie de 110 minutes et qui s'intègre facilement à des molécules intervenant dans le métabolisme. En fait, malgré sa très faible présence dans le corps humain, le ^{18}F est l'isotope le plus utilisé en TEP : du fait de ses propriétés chimiques proches de celles de l'hydrogène et du groupement hydroxyle OH, il peut se substituer à ces derniers pour former un radiotracer analogue aux molécules naturelles.

Il est principalement utilisé en remplacement d'un groupement OH, pour former du fluoro-désoxyglucose (^{18}F FDG), un analogue du glucose, dont il va suivre une partie de la métabolisation.

Étant donné que les cellules tumorales sont caractérisées par une forte consommation de glucose, le ^{18}F FDG se trouve être un candidat intéressant pour détecter des tumeurs et suivre leurs évolutions lors d'un traitement adapté, voir figure 1.15.

L'autre exemple d'application de la TEP est la neurologie, soit pour étudier le fonctionnement du cerveau, soit pour détecter et comprendre certaines maladies comme l'épilepsie, la

maladie de Parkinson ou encore celle d'Alzheimer. Le principe consiste à détecter une hausse, ou une baisse, de l'activité neuronale dans une zone précise du cerveau à partir d'une hausse, ou baisse, de la consommation d'énergie, et donc de sucre, dans cette même zone. Le FDG reste le principal radiomarqueur utilisé dans le domaine.

^{15}O peut être couplé avec une molécule d'eau pour observer le flux sanguin cérébral ou la perfusion myocardique. Le ^{11}C peut être couplé à la 5-hydroxytryptamine pour observer les récepteurs de la sérotonine. Enfin, le ^{82}Rb et le ^{13}N , ce dernier inclus dans une molécule d'ammoniac, permettent l'imagerie du myocarde.

À part le rubidium 82, qui peut être produit à l'aide d'un simple générateur portable, la grande majorité des isotopes utilisés en routine clinique lors des examens TEP sont produits par un cyclotron spécialement adapté à la médecine nucléaire. Leurs dimensions et les énergies de faisceau utilisées sont raisonnables comparées à celles des cyclotrons utilisés en physique nucléaire.



FIGURE 1.15 – Image TEP du corps entier en utilisant le ^{18}F -FDG, la flèche indique une tumeur cancéreuse des tissus lymphoïdes [11].

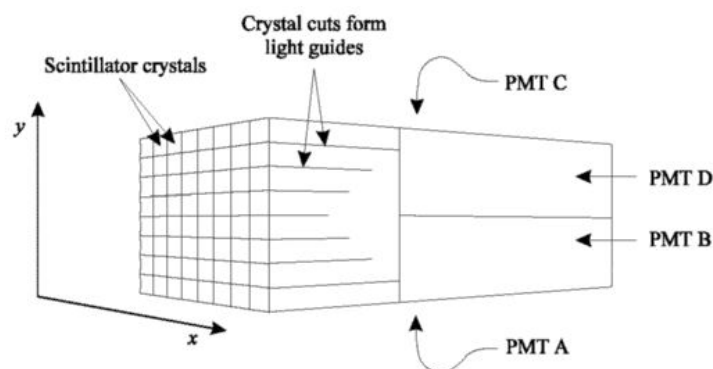
1.4.3 Le détecteur

La plupart des détecteurs TEP sont conçus de la même façon. Le détecteur a une forme de couronne dans laquelle est disposée une multitude de cristaux. En général, plusieurs cristaux se partagent un même PM. Le cristal n'est pas monolithique comme pour la caméra TEMP. En effet, les dimensions des cristaux utilisés en TEP sont bien plus petites que celles d'un PM. En pratique les cristaux sont donc regroupés en grille derrière laquelle se placent un ou plusieurs

Isotope	Demi-vie (min)	Énergie maximale du positron (MeV)	Parcours moyen du positron dans l'eau (mm)
^{18}F	110	0,64	0,6
^{15}O	2	1,72	2,7
^{11}C	20	0,98	1,1
^{13}N	10	1,19	1,5
^{82}Rb	1,2	3,35	5,9

TABLE 1.2 – Caractéristiques des principaux émetteurs β^+ utilisés en TEP.

PM, figure 1.16. Cet ensemble compact de cristaux et de PM forme ce que l'on appelle un bloc détecteur. À noter que la séparation des cristaux se fait par des réflecteurs de longueur différente selon la position du cristal. Cela permet d'avoir une proportion différente de photons sur chaque PM selon le cristal dans lequel a eu lieu l'interaction. On a ainsi une identification du cristal qui a scintillé [12].

FIGURE 1.16 – Schéma d'un bloc détecteur composé ici d'une grille de 8×8 cristaux derrière laquelle se placent 4 PMs (A, B, C, D). (source : *washington.edu*)

1.4.3.1 Cristal scintillant

L'énergie du rayon γ issu de l'annihilation du positron étant plus élevée (511 keV) que celle issue de la désintégration de radioéléments utilisés en TEMP, le NaI(Tl) n'est pas le mieux adapté à la TEP. Sa densité, notamment, n'est pas suffisante. En fait, si l'on décide d'utiliser du NaI pour détecter les photons de 511 keV propres à la TEP, il faut fabriquer des cristaux de 9 cm d'épaisseur afin de conserver une sensibilité proche de 90% : la résolution spatiale sur la profondeur d'interaction s'en trouve alors fortement dégradée. De plus, à une telle énergie, la probabilité que le photon interagisse par effet photoélectrique dans le NaI passe à 17%, ce qui a pour conséquence de diminuer davantage l'efficacité de reconstruction de la première interaction dans le cristal. Il est donc impératif de trouver un cristal plus dense et qui possède un numéro atomique moyen élevé.

	BGO	LSO	GSO
Composition	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	$\text{Lu}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$	$\text{Gd}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$
Masse volumique (gr/cm^3)	7,13	7,4	6.7
Numéro atomique effectif	75	66	57
Temps de décroissance (ns)	300	40	56 ; 600
Photon/MeV	8200	27000	12500

TABLE 1.3 – Propriétés des principaux scintillateurs utilisés en TEP [13].

Un cristal qui remplit toutes ces conditions est apparu dans les années 70 : le germanate de bismuth, ou BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), dont la densité de $7,13 \text{ g.cm}^{-3}$ et le Z effectif moyen de 75 en font un excellent candidat pour la TEP. Le BGO est le cristal le plus anciennement utilisé en TEP. Son principal défaut est le faible nombre de photons optiques émis lors de l'interaction avec une particule ionisante incidente, ce qui dégrade la résolution en énergie et oblige à une bonne efficacité de collection de ces photons et à un gain important lors de l'amplification du signal. Du fait des nombreux développements effectués au niveau des cristaux inorganiques (voir le tableau 1.3), il est apparu depuis quelques années des caméras utilisant du LSO et du GSO.

1.4.4 Formation des coïncidences

En TEP, l'image est obtenue par la reconstruction tomographique à partir d'un grand nombre de lignes de réponse, LOR (pour Line Of Response). Chaque ligne de réponse est formée par les deux positions des interactions dans les deux détecteurs, des deux photons issus de l'annihilation du positron avec un électron. Le temps de l'interaction de chaque rayon γ est enregistré et la ligne de réponse est formée entre deux d'entre eux lorsque leur différence de temps de détection est inférieure à une fenêtre temporelle, appelée fenêtre de coïncidence. Cette fenêtre se situe autour de 10 ns et varie d'une caméra à l'autre selon le cristal utilisé.

La fenêtre de coïncidence enregistre différents types de coïncidences qui sont : les coïncidences vraies, les coïncidences diffusées et les coïncidences fortuites.

Les coïncidences vraies "true coincidences" : une coïncidence est considérée comme vraie lorsqu'elle est obtenue à partir des deux photons de 511 keV émis lors de l'annihilation d'un positron unique, figure 1.17. Ce type de coïncidence est utile car la position d'annihilation est très proche de la LOR.

Les coïncidences diffusées "scatter coincidences" : une coïncidence diffusée est obtenue lorsqu'au moins un des deux photons subit une diffusion Compton dans le corps du patient ; il perd alors de l'énergie et change du même coup sa direction de propagation, figure 1.18.

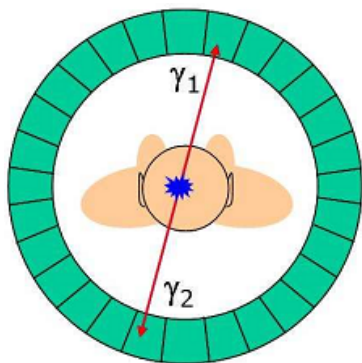


FIGURE 1.17 – Exemple de coïncidence vraie.

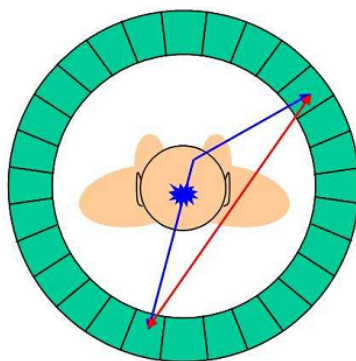


FIGURE 1.18 – Exemple de coïncidence diffusée.

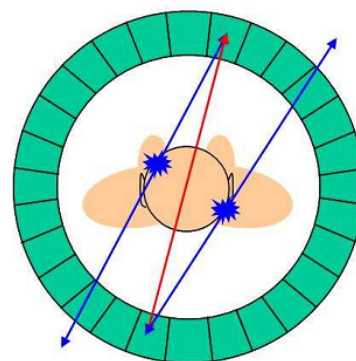


FIGURE 1.19 – Exemple de coïncidence fortuite.

Dans ce cas, la ligne joignant les détecteurs touchés ne passe plus par le point d'annihilation et apporte du bruit à l'image. Une partie de coïncidences diffusées est rejetée par l'application d'une fenêtre en énergie. Cette fenêtre en énergie est limitée par la résolution en énergie du matériau scintillant utilisé.

Les coïncidences fortuites "random coincidences" : la coïncidence fortuite correspond à la détection de deux photons issus de deux annihilations différentes, et ce dans un même intervalle de temps compris dans la fenêtre de coïncidence, figure 1.19. La probabilité de reconstruire une telle coïncidence est proportionnelle à la largeur de la fenêtre de coïncidence, mais dépend aussi du carré de l'activité dans le champ de vue.

1.4.5 Reconstruction tomographique

Après la détection et le stockage des photons en coïncidence, une nouvelle étape est nécessaire pour obtenir une cartographie en trois dimensions de l'activité du radiotracer injectée à un patient. Cette étape se nomme reconstruction tomographique. Elle est réalisée à l'aide d'ordinateurs car elle nécessite un grand nombre d'opérations de calcul.

Le principe de la reconstruction tomographique est d'obtenir la distribution tridimensionnelle de l'activité d'un radiotracer à partir de la reconstruction, d'une manière indépendante, des coupes transaxiales bidimensionnelles. Une coupe bidimensionnelle est représentée par une fonction $f(x, y)$ au z correspondant. La coupe bidimensionnelle à son tour est reconstruite à partir d'un ensemble de projections mesurées $p(s, \theta)$; $\theta \in [0, \pi[$, voir figure 1.20. Chaque $p(s, \theta)$ correspond à l'intégrale de la fonction $f(x, y)$ le long d'une droite orthogonale à s , et ce pour un angle θ particulier. Résoudre ce problème de reconstruction tomographique revient donc à estimer la fonction $f(x, y)$ à partir de ses projections obtenues selon des angles θ . L'ensemble infini des projections $p(s, \theta)$ étant égale à la transformé de Radon de $f(x, y)$, il faut inverser la transformée de Radon afin de retrouver la fonction $f(x, y)$. Dans la pratique, cet ensemble ne peut pas être infini, mais une approche de la solution exacte peut se faire à l'aide de différentes

méthodes telles que les méthodes analytiques et les méthodes itératives.

Les méthodes analytiques sont simples à implémenter et relativement rapides. Les méthodes itératives utilisent une approche matricielle basée sur la résolution d'un grand nombre d'équations linéaires. Ces méthodes ont plusieurs avantages par rapport aux méthodes analytiques, comme la réduction de certains artefacts ou la gestion simple des géométries compliquées mais elles sont plus lentes.

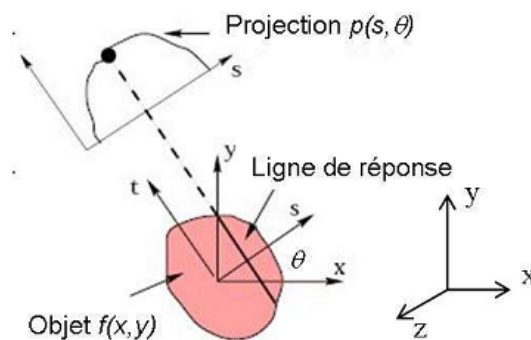


FIGURE 1.20 – Une projection $p(s, \theta)$ de la fonction $f(x, y)$.

1.4.6 Caractéristiques des images TEP

1.4.6.1 Résolution spatiale

La résolution spatiale se définit comme la plus petite distance séparant deux objets qu'il est possible de distinguer dans une image. En pratique, une estimation est aisément obtenue grâce à un fantôme de type *Derenzo*, voir figure 1.21.

La résolution spatiale dépend à la fois du parcours du positron, des détecteurs utilisés et des algorithmes de reconstruction tomographique employés. En effet, les seules coordonnées accessibles sont celles du point d'annihilation du positron, or ce dernier parcourt une certaine distance, tableau 1.2, avant d'être thermalisé et de s'annihiler avec un électron. À cette première contribution, il faut ajouter l'effet d'accollinéarité dont l'importance est directement proportionnelle au diamètre de la caméra.

À cette composante purement physique, il faut ajouter l'effet de la résolution spatiale du détecteur. En effet, la largeur, en X et Y, des cristaux utilisés dans les caméras TEP, de l'ordre de quelques millimètres, contribue à dégrader la résolution spatiale. Un autre effet est induit par la nature même du détecteur utilisé : l'effet de parallaxe qui sera présenté par la suite.

Une fois la ligne de réponse reconstruite par la caméra, il faut procéder à la reconstruction tomographique à l'aide d'algorithmes spécifiques qui induisent un biais à l'image. Par exemple

la résolution d'une image échantillonnée en voxels cubiques d'arête V ne pourra pas être inférieure à $2V$ d'après le théorème de Nyquist-Shannon.

Effet de parallaxe : Pour la plupart des tomographes PET, les cristaux sont plus profonds, de l'ordre de quelques dizaines de millimètre, que larges, de l'ordre de quelques millimètres, ce qui permet de maximiser les chances d'interaction des photons dans ces cristaux et donc d'augmenter la sensibilité. La profondeur d'interaction (DOI : « depth of interaction ») peut alors varier largement et il n'est pas possible de la mesurer avec un cristal unique, figure 1.22. Cependant, certains tomographes possèdent des blocs détecteurs composés de plusieurs couches de cristaux moins profonds et constituées de différents matériaux. Les cristaux provenant des différentes couches ayant des temps de réponse différents discernables, il est alors possible d'estimer la DOI avec une certaine incertitude.

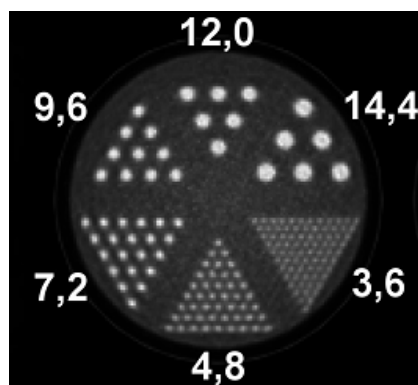


FIGURE 1.21 – Image TEP d'un fantôme de type *Derenzo*. Les nombres sur la figure représentent les distances entre les points en mm.

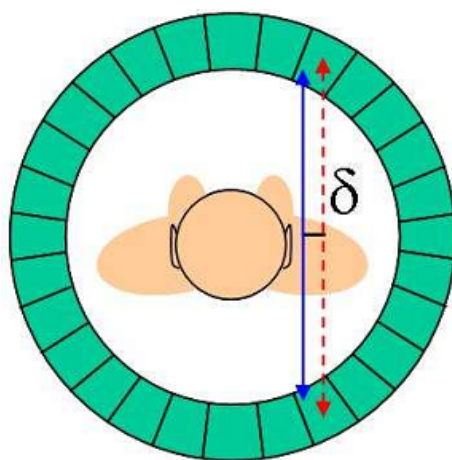


FIGURE 1.22 – L'effet de parallaxe induit un biais entre la ligne réelle (trait plein) et la ligne reconstruite (trait pointillé).

1.4.6.2 Résolution temporelle

La résolution temporelle peut être définie comme l'écart de temps minimum nécessaire entre deux interactions pour qu'un détecteur puisse discerner ces deux interactions. Plus le temps de décroissance du cristal est faible et le rendement de scintillation est élevé, meilleure est la résolution temporelle. Mais elle est aussi liée aux performances de l'électronique utilisée. Une amélioration de cette résolution permet d'envisager une réduction de la largeur de fenêtre de coïncidences, et donc du nombre de LOR fortuites reconstruites. L'amélioration de la résolution temporelle a ouvert la porte à la Tomographie à émission de Positrons par temps de vol (TOF-PET) qui sera présentée par la suite.

TOF-PET

Dans la TEP classique, le même poids est attribué à tous les voxels situés le long de la ligne de réponse, ce qui génère alors un bruit au niveau de l'image.

Par la mesure de la différence temporelle entre l'arrivée de deux photons γ sur les détecteurs avec une précision Δt , il est possible alors de localiser l'émetteur le long de la ligne de réponse avec une précision $\Delta x = c\Delta t/2$ [14]. L'intérêt actuel de la TOF-PET se situe dans l'amélioration du SNR (pour Signal to Noise Ratio), et par conséquent de la qualité de l'image reconstruite comme il sera expliqué dans le paragraphe suivant.

Le but ultime de la TOF-PET est d'arriver à une résolution spatiale le long de la ligne de réponse de moins de 1 cm permettant la localisation directe du radioémetteur et ainsi d'obtenir une image sans reconstruction tomographique. Pour obtenir de telles performances, il faut que la résolution temporelle des détecteurs atteignent une dizaine de picoseconde, ce qui est très difficile à réaliser pour le moment [15].

1.4.6.3 Nombre équivalent de bruit (NEC)

Le *NEC* (pour Noise Equivalent Count) représente, pour une acquisition donnée, la qualité des données qui seront reconstruites, en terme de bruit et de proportion de signal non-biaisé (coïncidences vraies). Cette notion a été introduite par Strother et al [16] et est définie par :

$$NEC = \frac{N_t^2}{N_t + N_s + 2N_r}, \quad (1.1)$$

où N_t , N_s et N_r représentent respectivement les taux de comptages des coïncidences vraies « true », diffusées « scatter » et fortuites « random ». En modifiant des paramètres d'acquisition (activité totale, temps d'acquisition, etc), il est possible de mesurer la NEC et de chercher à la maximiser. De cette manière, sont déterminés les paramètres d'acquisition optimaux permettant d'obtenir un signal de bonne qualité.

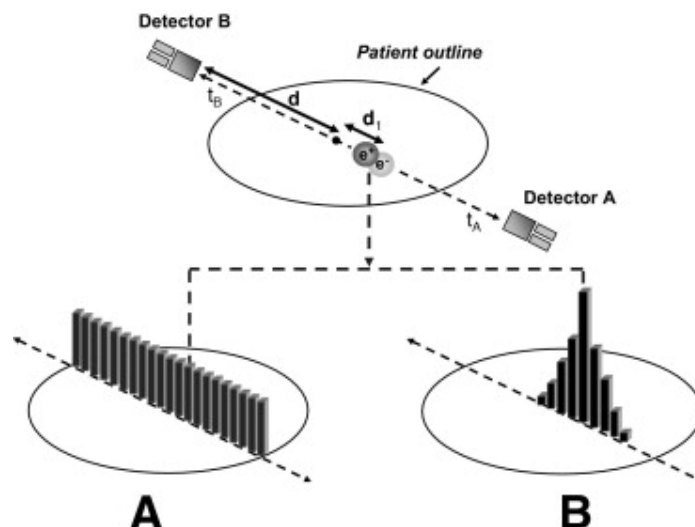


FIGURE 1.23 – Un schéma de TOF-PET. (A) sans information TOF, l'annihilation est située à probabilité égale le long de la LOR entière ; (B) à l'aide des informations TOF, le point d'annihilation peut être localisé avec une précision limitée, par exemple, une résolution temporelle de 500 ps correspond à 7,5 cm FWHM de résolution spatiale (*source : David W. Townsend 2008*).

1.4.6.4 Rapport signal sur bruit (SNR)

Le rapport signal sur bruit ou SNR (pour Signal to Noise Ratio) qui représente le rapport signal sur bruit par élément de l'image (par voxel) est un facteur très important pour quantifier la qualité de l'image.

Pour un voxel de dimension d , le SNR est défini comme le nombre n_t de vraies traces compté dans ce voxel, divisé par la racine carrée de la variance statistique de l'échantillon mesuré var_t :

$$SNR = \frac{n_t}{\sqrt{var_t}}. \quad (1.2)$$

Dans le cas de la TEP conventionnelle 3D, et pour une ligne de réponse de longueur D , le SNR est calculé par la formule suivante :

$$SNR_c = \sqrt{\frac{NEC}{n_{vox}}} \sqrt{\frac{d}{D}}, \quad (1.3)$$

où n_{vox} est le nombre total de voxels dans la zone imagée.

Le SNR de la TOF-PET

Dans le cas de la TOF-PET, tous les voxels sont contenus dans une distance Δx au lieu de la longueur de la ligne de réponse D . Le calcul du SNR doit être modifié en considérant Δx à la place de D :

$$SNR_t = \sqrt{\frac{NEC}{n_{vox}}} \sqrt{\frac{d}{\Delta x}}. \quad (1.4)$$

Il est ainsi possible d'exprimer le SNR_t de la TOF-PET en fonction du SNR_c de la TEP conventionnelle :

$$SNR_t = SNR_c \sqrt{\frac{D}{\Delta x}}. \quad (1.5)$$

Par exemple, pour une caméra TOF-PET capable de réduire la taille de la LOR de 40 à 7,5 cm, cela améliore le SNR d'un facteur $\sqrt{5}$.

1.5 Imagerie 3γ

Les techniques de l'imagerie nucléaire TEMP et TEP sont performantes. Cependant, de par leur nature, elles ont des inconvénients comme la faible sensibilité qui implique une dose radioactive non-négligeable et des algorithmes compliqués qui consomment beaucoup de temps de calcul dans le cas de la TEP et peuvent introduire des artefacts sur l'image reconstruite. L'amélioration des performances de ces techniques nécessite désormais des investissements humains et financiers importants, et sont en phase de développement. Des solutions de changement radical ont été proposées pour améliorer l'imagerie nucléaire. En 1977, D.B. Everett et al. [17] proposent de remplacer la collimation physique de la TEMP en utilisant l'imagerie Compton. Depuis, de nombreux groupes de recherche ont développé cette idée en utilisant des télescopes Compton constitués de semi-conducteurs [18, 19]. C'est en 2001 que J. D. Kurfess et B. F. Philips [20] proposent pour la première fois d'utiliser des radioisotopes non-conventionnels pour réaliser une imagerie à part entière, l'imagerie 3γ .

Indépendamment de ces travaux, l'idée de l'imagerie 3γ a été proposée vers 2004 au laboratoire Subatech par Dominique Thers et al [21]. Ils suggèrent l'utilisation d'un télescope Compton au xénon liquide couplé à une caméra TEP pour détecter les désintégrations du ^{44}Sc . L'objectif est d'imager en temps réel la distribution de ce radioisotope, en améliorant la quantification et en diminuant la dose injectée au patient.

1.5.1 Principe de l'imagerie 3γ

Le principe de l'imagerie 3γ tel que proposé dans la référence [21] est illustré par la figure 1.24. Il repose sur la localisation en 3D et évènement par évènement, d'un émetteur particulier (β^+ , γ); cet émetteur émet un positron en coïncidence temporelle avec un photon γ . Tout comme en TEP, le positron s'annihile avec un électron pour donner naissance à deux rayons γ de 511 keV émis dos à dos, et ceux-ci sont ensuite détectés, par une caméra TEP par exemple,

pour reconstruire une ligne de réponse LOR. Le troisième photon, autour d'1 MeV, va lui être utilisé pour localiser l'émetteur le long de cette LOR : il faut donc précisément déterminer la direction d'arrivée de ce rayonnement dans le détecteur. La détection de ce troisième photon est quant à elle assurée par un télescope Compton (voir le paragraphe suivant).

Nous proposons cependant un nouveau système au xénon liquide entourant le patient afin d'augmenter la sensibilité totale de la caméra, voir chapitre 5.

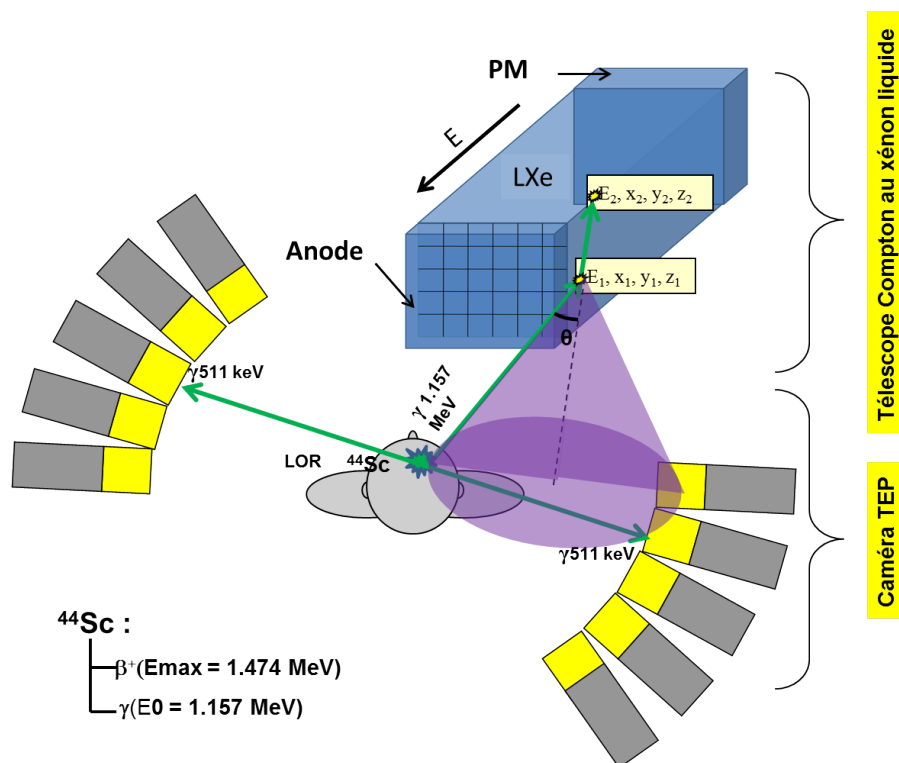


FIGURE 1.24 – Schéma de principe de l'imagerie 3γ réalisée avec un télescope Compton au xénon liquide couplé à un tomographe par émission de positon.

1.5.1.1 Télescope Compton et reconstruction du cône de direction

Le télescope Compton est une chambre à projection temporelle¹ permettant de reconstruire la direction d'arrivée d'un photon incident à partir de la mesure des coordonnées des points d'interaction et de l'énergie déposée à chacun de ces points. Par conséquent, il est possible de définir un cône d'angle d'ouverture θ et d'axe Δ . Cette reconstruction va tirer profit de la connaissance de la cinématique Compton.

En effet, il est possible de remonter à la direction d'arrivée du rayon γ incident d'énergie E_0 connue, en mesurant la position des deux premiers points d'interaction et l'énergie de la première interaction de la séquence Compton, voir figure 1.24. La position des deux premiers

¹Le principe du fonctionnement de la chambre à projection temporelle sera expliqué dans le chapitre 2

points décrit l'axe Δ du cône. La mesure de l'énergie E_1 du premier électron Compton permet de déterminer l'angle d'ouverture θ du cône (angle de diffusion Compton) à l'aide de la formule suivante :

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \frac{E_1}{E_0(E_0 - E_1)} \quad (1.6)$$

où m_e est la masse de l'électron de recul. La position de la désintégration du radiotracer est déduite de l'intersection du cône avec la LOR.

L'incertitude sur la position des deux premières interactions va directement influencer la détermination de l'orientation de la droite Δ , tandis que l'incertitude sur la mesure de l'énergie de la première interaction va induire une dégradation de la résolution angulaire du télescope. L'erreur de la position de l'interaction du cône avec la LOR est donc une fonction de la résolution en énergie et de la résolution spatiale du télescope. Il est donc essentiel d'utiliser un milieu de détection qui a une bonne résolution spatiale sur l'emplacement des interactions, mais également d'atteindre une bonne résolution en énergie. Par ailleurs, ce milieu doit être adapté à la détection des photons γ d'énergie proche du 1 MeV, c'est à dire avec une grande efficacité de détection par effet Compton tout en ayant un grand champ de vue. Ces critères sont remplis par le xénon liquide qui sera décrit en détail dans le chapitre 2. Un autre point important de cette méthode d'imagerie repose sur l'utilisation du ^{44}Sc comme radioémetteur. Il doit lui aussi répondre à certaines caractéristiques comme une demi-vie adaptée à un usage clinique et une énergie des rayonnements émis permettant une détection efficace avec le xénon liquide. Ce radioélément fait l'objet du paragraphe suivant.

1.5.2 Un émetteur particulier, le ^{44}Sc

Le scandium 44 a été identifié comme le meilleur candidat pour l'imagerie 3 γ de par ses caractéristiques physiques de désintégration (β^+ , γ), de sa production qui sera possible avec le cyclotron ARRONAX à Nantes et de sa chimie de coordination qui est également en développement à Subatech.

1.5.2.1 Propriétés physiques

Le tableau 1.4 résume les propriétés physiques du ^{44}Sc . Il se désintègre dans 94.27% en émettant un positron, accompagné à chaque fois d'un seul photon γ d'une énergie égale à 1,157 MeV :



Isotope	^{44}Sc	^{m44}Sc
Particules émises	β^+, γ	γ
Demi-vie	3,97 h	2,44 jours
Énergie cinétique maximale du β (keV)	1474 : 94,27%	
Énergie du rayon γ (keV)	1157 : 99,9 %	270

TABLE 1.4 – Quelques propriétés des isotopes du scandium.

Comme il est présenté dans le schéma de désintégration du ^{44}Sc , figure 1.25, la durée de vie du premier niveau excité du ^{44}Ca n'est que de 2,61 ps, ce qui fait que le photon de 1157 keV peut être considéré comme émis quasiment en même temps que le positron.

Le ^{44}Sc est un émetteur de positrons dont la demi-vie le contraint à être produit dans un cyclotron et à être utilisé près de celui-ci. Cependant, il possède un état métastable, le ^{m44}Sc , d'une durée de vie de 2,44 jours, qui émet dans 98,8% des cas un rayon γ de 270 keV en rejoignant alors l'état stable du ^{44}Sc . Il est possible alors d'utiliser cet état métastable comme générateur *in vivo* de ^{44}Sc . Bien évidemment, en termes de dose reçue et de détection, il est préférable d'utiliser le ^{44}Sc par rapport au ^{m44}Sc , ce dernier émettant un rayon γ de 270 keV qui risque d'être absorbé dans le patient.

Un inconvénient du ^{44}Sc comparé au ^{18}F classiquement utilisé en TEP est que l'énergie maximale du positron émis est deux fois plus grande ce qui augmente le parcours moyen du positron dans les tissus et augmente la dose reçue. Toutefois, cet inconvénient est corrigé en partie par la plus grande efficacité de l'imagerie 3 γ comparée à la TEP (voir chapitre 5).

1.5.2.2 Production et vectorisation

Le ^{44}Sc sera produit au cyclotron ARRONAX (Accélérateur pour le Recherche en Radiochimie et Oncologie à Nantes Atlantique) [23] implanté récemment à Nantes. Le cyclotron ARRONAX a été mis en service au début de l'année 2011. Il a pour objectif à la fois une production industrielle d'isotopes et une recherche de production d'isotopes innovants. Parmi ceux-ci figure le ^{44}Sc , qui devrait être produit par un faisceau de protons irradiant une cible de ^{44}Ca suivant la réaction $^{44}\text{Ca}(p,n)^{44}\text{Sc}$.

Par ailleurs, des études sont actuellement menées sur la chimie du scandium, jusqu'ici peu connue. Un ligand couramment utilisé en médecine, le DOTA, paraît être un candidat intéressant pour la complexation du scandium [24].

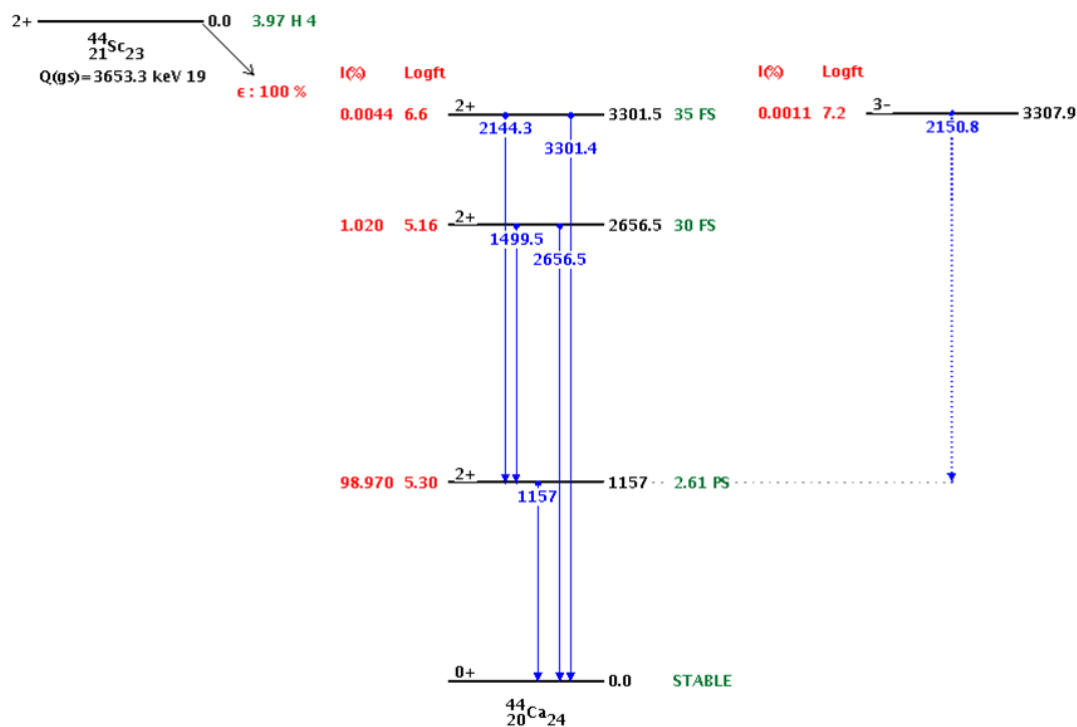


FIGURE 1.25 – Schéma des niveaux d'énergie du ^{44}Sc [22].

1.6 Conclusion

L'imagerie nucléaire fonctionnelle est une technique d'imagerie médicale efficace pour caractériser le métabolisme. Elle permet d'imager les changements physiologiques tels qu'une surconsommation locale de sucre caractérisant la présence d'une tumeur ou des flux sanguins dans certaines zones du cerveau pouvant être reliés à une activité cognitive spécifique.

Il y a deux techniques d'imagerie nucléaire : la TEMP et la TEP. Malgré la présence du collimateur à trous qui limite sa sensibilité, la TEMP reste la technique la plus utilisée en imagerie nucléaire, notamment du fait de son prix raisonnable et de l'accès facile aux émetteurs γ .

La sensibilité et la résolution spatiale des caméras en imagerie médicale ont été améliorées avec l'arrivée, dans les années 80, de la TEP. La TEP permet d'obtenir des images de bonne qualité en une trentaine de minutes. L'acquisition d'un grand nombre de lignes de réponse permet, par le biais d'algorithmes de reconstruction tomographiques, d'obtenir une image caractérisée par une bonne résolution spatiale. Cette résolution, comprise entre 5 et 8 mm pour les examens en routine clinique chez l'homme, se retrouve limitée par des facteurs à la fois intrinsèques à la physique de la TEP et liés aux détecteurs utilisés.

Les recherches et les développements actuels dans des domaines aussi variés que les scintillateurs inorganiques ou les photodétecteurs ont pour but d'améliorer cette qualité d'image et de réduire le temps de l'examen de la TEP. Cette amélioration demande désormais un effort

financier et humain extrêmement important.

Ces critères peuvent aussi être améliorés par une approche différente : l'imagerie à 3γ . Cette technique d'imagerie, proposé par le laboratoire Subatech, est basée sur l'utilisation d'un émetteur (β^+ , γ), le ^{44}Sc , tout en remplaçant le cristal inorganique par le xénon liquide ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Un télescope Compton au xénon liquide

Dans ce chapitre, nous allons faire une étude détaillée du télescope Compton au xénon liquide. Nous allons en premier lieu nous intéresser au xénon liquide et à ses propriétés physiques afin de comprendre en quoi c'est un bon milieu de détection pour les photons dont l'énergie est comprise entre quelques centaines de keV et quelques MeV. Nous poursuivrons en expliquant l'influence du champ électrique sur les signaux issus d'une TPC (pour Time Projection Chamber) ayant le xénon liquide comme milieu actif. Dans cette explication, nous parlerons des propriétés de diffusion des charges dans ce milieu et nous discuterons les paramètres ayant des impacts sur la résolution en énergie. En second lieu, ce chapitre sera consacré à une description détaillée de notre prototype du télescope Compton XEMIS (Xenon Medical Imaging System) composé d'un photomultiplicateur, d'une structure micromegas, d'une anode et de son électronique.

2.1 Le xénon liquide comme un milieu de détection

Le xénon liquide est un milieu de détection utilisé dans la physique des hautes énergies depuis plusieurs dizaines d'années. En effet, la première étude sur l'utilisation du xénon liquide comme milieu de détection des rayonnements ionisants remonte à 1967 par Dolgoshein [25]. Plusieurs études ont été faites pour caractériser le xénon liquide comme la mesure de la vitesse de dérive des électrons [26], l'énergie d'ionisation [27] [28], le facteur de Fano [29], les temps de décroissance de la scintillation [30] etc.

Le xénon liquide a été utilisé dans différents domaines de physique des hautes énergies. Un groupe de Columbia mené par Elena Aprile a développé une chambre à projection temporelle (TPC) pour l'astronomie γ et β . Le projet MEG [31], qui se propose de chercher la désintégration rare d'un muon $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, interdite par le modèle standard, utilise un calorimètre au xénon liquide pour la détection du rayonnement gamma de 52,8 MeV. Le projet XENON pour la détection de la matière noire a débuté en utilisant un détecteur de 10 kg de xénon [32], puis a poursuivi avec un détecteur de 100 kg en 2011 [33] et envisage le fonctionnement d'un détec-

teur de 1 tonne de xénon en 2015.

Le xénon liquide est aussi présent dans les recherches dans le domaine de l'imagerie médicale. Un groupe de l'université de Coïmbra a fait une étude de la TEP en 1993 [34]; il a effectué un travail de développement d'une caméra TEP particulièrement important. Le groupe de Waseda a commencé à développer un prototype de (TOF-PET) en 1997 utilisant uniquement le signal de scintillation du xénon [35]. Un autre travail de TEP au xénon liquide a été effectué par un groupe de Grenoble en 2009 [36].

2.1.1 Propriétés physiques

Une caractéristique unique et importante de LXe (pour Liquid Xenon), partagée seulement par l'argon liquide (LAr) parmi les gaz nobles liquides, et spécifique à cette classe de matériaux, est la production à la fois de porteurs de charges et de photons de scintillation suite à l'interaction d'une particule ionisante incidente.

Les propriétés physiques les plus importantes du xénon liquide comme milieu de détection sont résumées dans le tableau 2.1. Les caractéristiques notées en gras sont les points importants dans la conception d'un télescope Compton utilisant du xénon liquide. La densité élevée et le grand numéro atomique du LXe lui confèrent un pouvoir d'arrêt important par rapport aux photons qui ont une énergie autour de 1 MeV. Le fait que le xénon soit sous forme liquide permet la création de détecteurs de grands volumes monolithiques, le xénon est alors un milieu idéal pour un détecteur de grande sensibilité à grand champ de vue sans zone morte. Les désavantages de la forme liquide du xénon est qu'elle n'est disponible qu'à une température inférieure à 165 °K pour une pression de 10^5 Pa (1 bar), ce qui nécessite une bonne cryogénie.

Numéro atomique Z	54
Masse atomique	131,30 g.mol ⁻¹
Densité du liquide	3 g.cm ⁻³
Point d'ébullition à 1 bar	165,05 °K [37]
Point de fusion à 1 bar	162,03 °K [37]
Potentiel d'ionisation en phase liquide I	9,28 eV
Energie moyenne d'ionisation W	15,6 ± 0,3 eV [28]
Facteur de Fano	0,059 [29]
Efficacité de scintillation	46000 photons.MeV ⁻¹
Pic de scintillation	178 nm
Constantes de décroissance	4 et 22 ns [38]

TABLE 2.1 – Résumé des caractéristiques physiques du xénon liquide

2.1.1.1 Structure électronique

La connaissance de structure électronique est utile pour comprendre les processus de l'ionisation et la scintillation dans le LXe. Comme le LAr et LKr, le LXe a une structure de bande ; au vu de sa grande bande de 9,28 eV (qui correspond à la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence), le LXe est considéré comme un excellent isolant.

2.2 Interaction des particules ionisantes

Puisque les rayonnements utilisés dans le domaine de l'imagerie médicale sont des photons ayant des énergies autour de 1 MeV, nous allons étudier leur interaction et celle des électrons avec le xénon liquide dans cette gamme d'énergie.

2.2.1 Interaction des photons γ

Les photons interagissent avec la matière, en l'occurrence le xénon liquide, selon quatre processus physiques : effet photoélectrique, effet Compton, effet Rayleigh et la création de paires. Les contributions relatives de ces modes d'interactions dans le xénon liquide sont montrées dans la figure 2.1

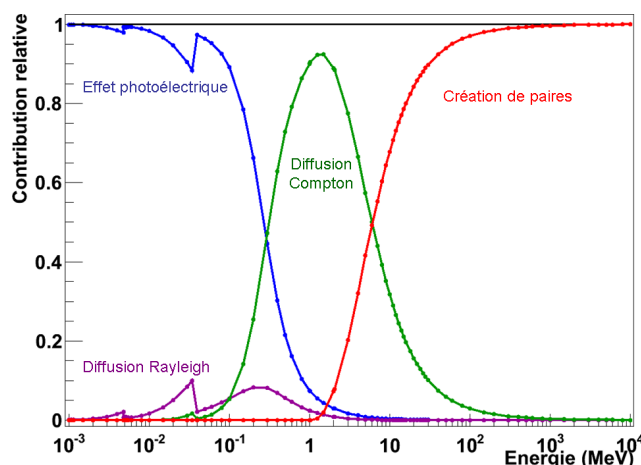


FIGURE 2.1 – Contribution relative des différents modes d'interaction des photons avec le xénon liquide [39].

Lorsqu'un faisceau de N_0 photons traverse une épaisseur x de matière, il est atténué et le nombre de photons qui n'ont pas interagi N_x est exprimé par [40] :

$$N_x = N_0 e^{-\mu x}. \quad (2.1)$$

Dans cette formule, μ est le coefficient d'absorption du matériau et est égal à l'inverse du libre parcours moyen du photon dans le milieu considéré. Si n est le nombre d'atomes par unité de volume du milieu, il est possible d'écrire :

$$\mu = n\sigma, \quad (2.2)$$

avec $n = (\rho N_a)/A$, ρ la densité du milieu traversé, A sa masse atomique, N_a le nombre d'Avogadro et σ la section efficace microscopique totale d'interaction par atome. Pour une absorption efficace des photons, il faut donc un milieu dense et une section efficace importante. Cette dernière correspond à la somme des sections efficaces associées aux quatre types d'interaction, cités plus haut, que le photon peut subir dans la matière.

2.2.1.1 Effet photoélectrique

Cet effet consiste en une absorption totale du photon incident par un atome, ce qui a pour conséquence d'éjecter un électron d'énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison de l'électron. L'atome est donc ionisé. Vu la complexité des fonctions d'onde des électrons atomiques, la section efficace de cet effet est difficile à calculer théoriquement mais une approximation d'un électron proche de la couche K est donnée par la formule suivante [40] :

$$\sigma_{photo} = \frac{8\pi r_e^2}{3} \alpha^4 Z^5 \sqrt{2} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^{-7/2}, \quad (2.3)$$

avec $\alpha = 1/137$ la constante de structure fine, $r_e = 2,81 fm$ le rayon classique de l'électron et Z le numéro atomique du milieu traversé.

La formule 2.3 permet de comprendre la prédominance de l'effet photoélectrique pour une énergie inférieure à une centaine de keV dans la figure 2.1. Le décrochement observé aux alentours de 30 keV est dû au dépassement de l'énergie d'ionisation de la couche K ; celui autour de 5 keV est dû au franchissement des couches L_1 , L_2 , L_3 et M_1 , très proches énergétiquement.

2.2.1.2 Effet Compton

Ce processus consiste en une diffusion inélastique d'un photon sur un électron d'une couche atomique, l'électron étant considéré comme libre (hypothèse réaliste pour une énergie du photon incident très supérieure à l'énergie de liaison de l'électron). Lors de cette diffusion un électron va absorber une partie de l'énergie du photon et va se retrouver éjecté du cortège électronique. Un photon va être réémis avec un angle θ par rapport à sa trajectoire initiale, figure 2.2, la valeur de cet angle étant liée à l'énergie transmise à l'électron. L'énergie du photon diffusé $h\nu'$ est obtenue par la formule suivante :

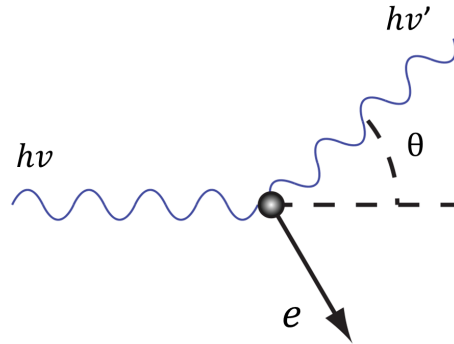


FIGURE 2.2 – L'effet Compton

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}, \quad (2.4)$$

avec $h\nu$ l'énergie du rayon γ incident et $\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$. L'énergie de l'électron après diffusion est donc :

$$T_e = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}. \quad (2.5)$$

Les valeurs de l'angle θ variant de 0 à π , l'énergie cinétique de l'électron est alors comprise entre 0 et T_{max} qui correspond à une rétrodiffusion du photon incident, c'est-à-dire une diffusion à un angle de 180 degrés, ainsi :

$$T_{max} = h\nu \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma}. \quad (2.6)$$

Cette valeur maximale de l'énergie pouvant être transférée à l'électron est connue sous le nom de **Front Compton**.

La section efficace de cette diffusion fût mesurée par J.J. Thomson au début du XXeme siècle. Klein et Nishina dérivèrent en 1929 l'expression théorique de cette section efficace en prenant en compte les termes de correction quantique. L'expression qu'ils ont obtenue s'écrit :

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right], \quad (2.7)$$

où r_e est le rayon classique de l'électron. Cette section efficace différentielle représente la densité de probabilité d'avoir le photon diffusé à l'angle θ dans le cône d'angle solide $d\Omega$, figure 2.3. La section efficace totale s'obtient en intégrant l'expression précédente sur la sphère avec

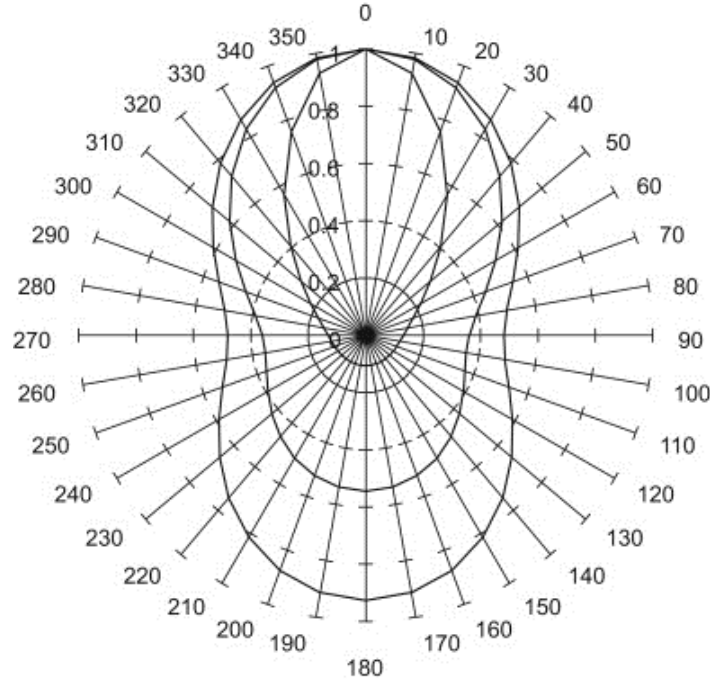


FIGURE 2.3 – Dépendance de la section différentielle de Klein-Nishina, équation 2.7, en fonction de l'angle de diffusion de rayonnement incident de 10 (courbe la plus externe), 100 et 1000 keV (courbe la plus interne). La section efficace est représentée par le vecteur rayon, qui est exprimée en unités de r_e^2 [41].

$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$. Le résultat est :

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\}. \quad (2.8)$$

Cette section efficace étant calculée pour un électron, il faut donc considérer $Z\sigma_c$ pour un atome contenant Z électrons. Comme illustré dans la figure 2.1, la contribution de l'effet Compton dans le xénon liquide est majoritaire au-delà de 100 keV, avec un maximum de prédominance aux alentours de 1,5 MeV, rendant le xénon liquide un milieu idéal pour l'imagerie 3γ .

2.2.1.3 Effet Rayleigh

Cet effet, encore appelé **diffusion cohérente** ou **diffusion Thomson**, correspond à une diffusion sur un atome considéré comme un tout, le transfert de l'énergie du photon à l'atome étant considéré comme négligeable. Lors de cette diffusion, seule la direction de propagation du photon se trouve changée. L'effet Rayleigh dans le xénon liquide est très faible (voir figure 2.1).

2.2.1.4 Création de paires

Lorsqu'un photon possède une énergie supérieure à 1,022 MeV, soit deux fois la masse de l'électron au repos, il peut se transformer en une paire électron-positron. Cet effet doit cependant avoir lieu en présence d'un troisième corps, généralement un noyau, afin de satisfaire les conditions de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. La prédominance de cet effet dans le xénon liquide, figure 2.1, apparaît à partir d'énergies de l'ordre de 10 MeV.

2.2.2 Ionisation

Dans le xénon liquide, l'énergie déposée, exprimée ici par E_0 , par la particule ionisante incidente est dépensée finalement dans la production d'un certain nombre de paires électron-ion N_i , d'atomes excités N_{ex} , et d'électrons libres avec une énergie cinétique plus faible que l'énergie du premier niveau excité, connus en tant qu'électrons de sous-excitation. Nous pouvons exprimer E_0 par l'équation de Platzman dans les gaz nobles [42] :

$$E_0 = N_i E_i + N_{ex} E_{ex} + N_i \varepsilon, \quad (2.9)$$

avec E_i l'énergie moyenne dépensée pour créer une paire électron-ion, E_{ex} l'énergie moyenne dépensée d'excitation d'un atome et ε l'énergie cinétique des électrons de sous-excitation.

L'énergie moyenne W pour créer une paire électron-ion est définie comme :

$$W = \frac{E_0}{N_i}. \quad (2.10)$$

En injectant de l'équation (2.10) dans l'équation (2.9) cela donne :

$$W = E_i + E_{ex}(N_{ex}/N_i) + \varepsilon. \quad (2.11)$$

Puisque W dépend faiblement du type et de l'énergie du rayonnement, sauf pour les très basses énergies, nous la considérons presque constante. Avec cette proposition et considération de l'équation (2.10) nous voyons que le nombre de paires électron-ion N_i est proportionnel à l'énergie déposée par la particule incidente et il est alors possible d'accéder à l'énergie de la particule ionisante grâce à la mesure de N_i en collectant les électrons produits. Ce principe est utilisé dans les chambres à projection temporelle pour mesurer l'énergie de la particule incidente.

2.2.3 Scintillation

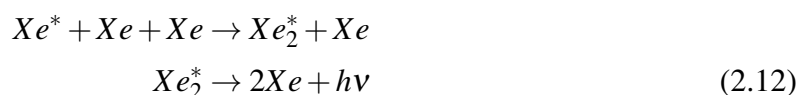
L'émission de lumière issue de l'interaction de particules ionisantes est appelée *scintillation*. Dans les gaz nobles liquéfiés, elle est due à la décroissance de dimères excités, appelés aussi excimères, vers l'état fondamental (la désexcitation). Les photons émis dans le xénon liquide sont des photons de VUV (Vacuum Ultra Violet) d'une longueur d'onde de 178 nm.

2.2.3.1 Origine

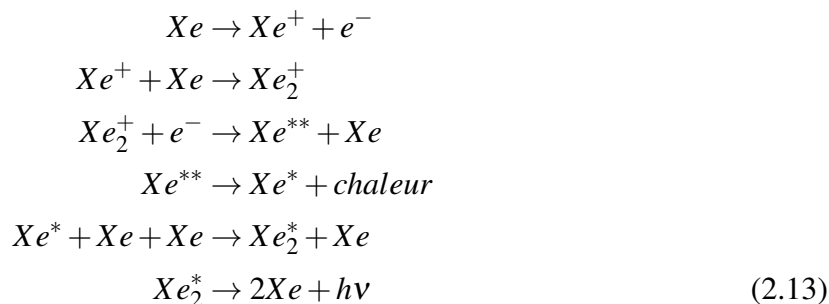
La scintillation dans le xénon liquide est provoquée par deux types de processus :

- L'excitation directe.
- La recombinaison électron-ion [43].

1) Excitation directe du LXe : Ce type de scintillation est résumé par l'équation 2.12, les atomes sont excités par le passage d'une particule incidente, et vont former avec d'autres atomes de xénon des excimères qui vont se désexciter en émettant des photons VUV. Ce processus est très rapide et a lieu dans un laps de temps de l'ordre de la picoseconde.



2) Recombinaison électron-ion : Suite à l'ionisation du xénon liquide par le passage d'une particule ionisante, des ions vont se recombiner avec des électrons libres issus de cette ionisation suivant les étapes suivantes :



En résumé :

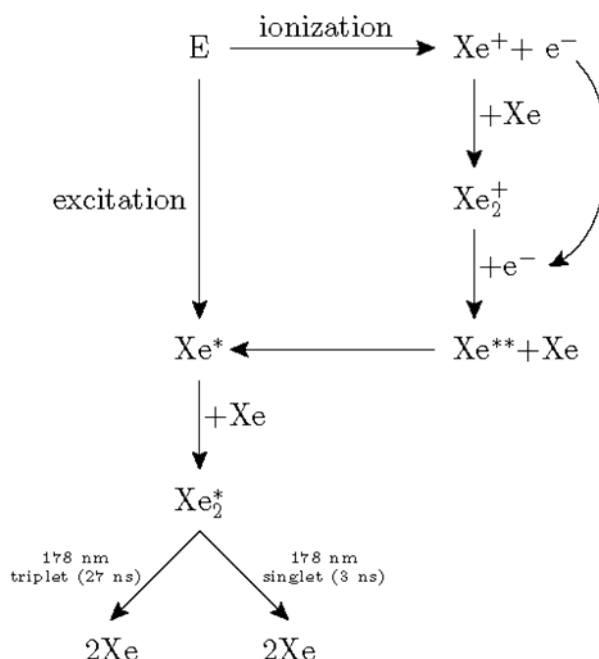


FIGURE 2.4 – Schéma des processus physiques permettant la scintillation du xénon liquide.

Le schéma 2.4 illustre les différents modes de production d'UV de scintillation du xénon liquide.

2.2.3.2 Composantes temporelles

Quel que soit le mode de la scintillation, excitation directe ou recombinaison, il y a formation d'excimères Xe_2^* et ces excimères peuvent avoir deux états d'énergie excités différents, l'un singlet, $1\Sigma_u^+$, et l'autre triplet, $3\Sigma_u^+$. Ces états étant instables, les excimères vont se désexciter jusqu'à leur état fondamental, respectivement $1\Sigma_g^+$ et $3\Sigma_g^+$. Cette désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon VUV. Le spectre d'émission est centré autour de $\lambda = 178 \pm 1$ nm, avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\lambda = 2$ nm. Étant donné qu'il y a deux états énergétiques différents, la lumière de scintillation est émise avec différentes composantes temporelles. Le temps de décroissance vaut respectivement 2.2 ns pour le singlet et 27 ns pour le triplet [30].

2.2.3.3 Rendement

Le paramètre caractérisant le rendement de scintillation est l'énergie moyenne déposée, W_{ph} , nécessaire à l'émission d'un photon de scintillation. En supposant que toutes les paires électron-ion se recombinent, et donc qu'il y a absence de champ électrique, et que toute excitation se traduit par une émission de photon UV, alors le nombre de photons UV émis N_{ph} est égal à la

somme du nombre de paires électron-ion créées, N_i , et du nombre d'atomes de xénon excités, N_{ex} . Dans ce cas W_{ph} est calculé comme :

$$W_{ph} = \frac{E_0}{N_{ph}} = \frac{E_0}{N_i + N_{ex}}. \quad (2.14)$$

En remplaçant E_0 de l'équation (2.10) dans l'équation (2.14) il est obtenu (comme [44]) :

$$W_{ph} = \frac{W}{1 + N_{ex}/N_i}. \quad (2.15)$$

Cette énergie a été mesurée et vaut $13,8 \pm 0,9$ eV ce qui correspond à un rendement de scintillation de 72500 photons/MeV. Ce rendement dépend du champ électrique appliqué au xénon liquide (l'influence du champ électrique sur ce signal sera discutée plus tard) et de la nature de la particule incidente mais nous ne nous intéressons pas à cette dernière parce que les particules ionisantes dans notre cas sont toujours les électrons.

2.3 Influence du champ électrique sur les signaux détectables

Comme juste explicité, le xénon est utilisé par un certain nombre de groupes de recherche pour ses seules propriétés de scintillation. D'autres groupes profitent pleinement des possibilités offertes par le xénon liquide en détectant aussi le signal d'ionisation. Dans ce cas, il est nécessaire d'appliquer un champ électrique au niveau du volume de détection de manière à faire dériver les électrons arrachés vers l'anode chargée de collecter le signal.

Afin de comprendre l'effet d'un champ électrique sur le xénon liquide, nous allons voir comment sont modifiés les différents signaux produits, comment diffuse un nuage d'électron et enfin quelles sont les composantes principales de la résolution en énergie.

2.3.1 Modification des rendements des signaux et des temps de décroissance

Pour mesurer efficacement l'énergie déposée dans le xénon liquide par une particule incidente, il est nécessaire de collecter la plus grande quantité possible d'électrons arrachés par cette particule. Pour cela il faut appliquer un champ électrique important (de l'ordre de kV/cm) afin de faire dériver les électrons vers l'anode. Ce champ va empêcher un certain nombre de recombinaisons des paires électron-ion, donc plus ce champ est élevé plus le taux de charges collectées est élevé. Par contre le taux de scintillation diminue en même temps que la recombinaison et nous avons par conséquent une variation inverse du taux d'ionisation et du taux de scintillation en fonction du champ électrique, comme indiqué sur la figure 2.5.

Étant donné que la composante due à la recombinaison est réduite lorsqu'est augmenté le champ électrique, le temps de décroissance moyen de la lumière de fluorescence a tendance à diminuer. Pour un électron interagissant dans du xénon liquide soumis à un champ électrique de 4 kV/cm, 5% de la lumière de scintillation est émise à partir du singulet, c'est-à-dire avec un temps de décroissance de 2.2 ns, le reste étant issu de la composante lente à 27 ns [30]. L'application d'un champ électrique permet d'obtenir un signal de scintillation plus rapide aux dépens de son intensité.

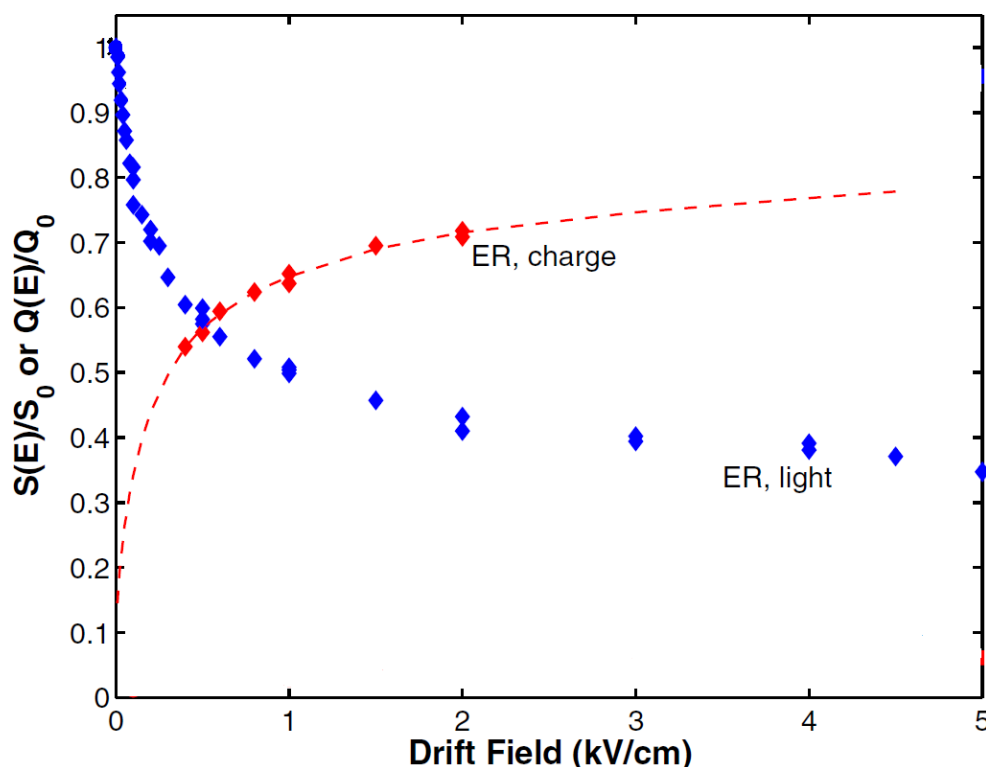


FIGURE 2.5 – Dépendance du taux de scintillation (en bleu) et d'ionisation (ligne pointillée rouge) en fonction du champ électrique pour des électrons de recul de 122 keV [45].

2.3.2 Dérive des électrons et des ions

Le xénon liquide a une structure de bande distincte qui se compose d'une bande de conduction et d'une bande de valence. Les électrons sont excités de la bande de valence vers la bande de conduction par les rayonnements à haute énergie et deviennent des électrons libres. À la suite, des trous sont formés dans la partie supérieure de la bande de valence. Nous avons alors trois types de porteur de charges, les électrons libres, les trous et les ions positifs. La vitesse de dérive des porteurs des charges, sous l'action d'un champ électrique dans les gaz nobles liquéfiés, dépend de l'intensité de ce champ, de la température du liquide et de la concentration des impuretés dans ce liquide.

Si le champ électrique est relativement faible, la vitesse moyenne \vec{v}_d de dérive des électrons est presque proportionnelle au champ électrique \vec{E} multiplié par la mobilité des électrons μ :

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E}. \quad (2.16)$$

La valeur de la mobilité des électrons dans le xénon liquide est autour de $2000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. La vitesse de dérive des électrons dépend faiblement de la température du liquide et est proportionnellement inverse de cette température, avec un taux de 0,5% par °C [46].

Dans le xénon liquide, les porteurs des charges positives sont principalement les trous, ils ont des mobilités très faibles par rapport à celle des électrons libres, de l'ordre d'un million fois moins.

2.3.3 Diffusion des électrons et résolution spatiale intrinsèque

En appliquant un champ électrique dans le xénon liquide, les porteurs de charges vont dériver vers les électrodes. Nous venons de voir que les ions ont une vitesse de dérive plus faible de plusieurs ordres de grandeur par rapport à celle des électrons et ce sont ces derniers qui vont être collectés.

Lors de la dérive des électrons, ceux-ci effectuent des collisions avec les atomes de xénon et sont alors déviés. Il s'ensuit une trajectoire erratique pour chaque électron. Du point de vue du nuage d'électrons qui dérive, cela se traduit par un étalement transversal et longitudinal, c'est ce qui est appelé phénomène de diffusion.

La distribution de charges selon un axe \vec{u} suit une loi gaussienne :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_u t_d}} \exp\left(\frac{-u^2}{4D_u t_d}\right) du, \quad (2.17)$$

où N est le nombre total de charges, dN le nombre de charges contenu dans l'élément de distance du à une distance moyenne u , t_d le temps de dérive des électrons et D_u le coefficient de diffusion selon l'axe \vec{u} . La diffusion peut être définie par l'écart type σ de la distribution (2.17),

$$\sigma = \sqrt{2D_u t_d} = \sqrt{2D_u \frac{L_d}{v_d}}. \quad (2.18)$$

Dans la formule précédente, L_d est la distance de dérive des charges et v_d est la vitesse de dérive de celles-ci. La diffusion dépend donc du temps de dérive et du coefficient de diffusion qui dépend lui-même de la valeur du champ électrique appliqué. Il est préférable d'exprimer la

diffusion de charges par unité de longueur qui est une grandeur constante, ce qui donne :

$$\frac{\sigma}{\sqrt{L_d}} = \sqrt{\frac{2D_u}{v_d}}. \quad (2.19)$$

La diffusion transverse σ_T peut s'exprimer en utilisant l'énergie caractéristique des électrons ε_T reliée au coefficient de diffusion transverse D_T par la relation suivante :

$$\varepsilon_T = \frac{eD_T}{\mu}, \quad (2.20)$$

et alors :

$$\frac{\sigma_T}{\sqrt{L_d}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_T \mu}{v_d e}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_T}{Ee}}, \quad (2.21)$$

sachant que la vitesse de dérive s'exprime en fonction du champ électrique appliqué suivant la formule (2.16).

Des mesures d'énergie caractéristique ont été effectuées par Atrazhev et al [47], figure 2.6, et donnent pour un champ électrique de 2 kV/cm une valeur de σ_T égale à 0,3 eV. L'application numérique, dans l'équation (2.21), donne une valeur de 170 $\mu\text{m}/\text{cm}^{1/2}$ pour la diffusion transverse.

Le coefficient de la diffusion longitudinale des électrons dérivant dans le xénon liquide est estimé théoriquement [48] à une valeur autour d'un dixième de la valeur du coefficient transverse.

La résolution spatiale est définie comme l'écart type de la distribution à une dimension de la position mesurée par rapport à la position réelle de l'interaction de la particule incidente dans le xénon liquide. La diffusion selon la dimension concernée limite la résolution spatiale intrinsèque du détecteur lorsque le trajet d'un seul électron est pris en compte. Si nous avons un nombre N d'électrons qui dérivent, la contribution de la diffusion à la résolution spatiale est alors divisée par \sqrt{N} . Etant donné le grand taux de production d'électrons dans le xénon liquide lors d'une interaction, cette contribution devient négligeable devant les contributions liées à la segmentation du détecteur.

2.3.4 Résolution en énergie

La réponse de n'importe quel détecteur mesurant l'énergie d'un faisceau monoénergétique se traduit par un pic avec une largeur finie. Cette distribution est d'habitude gaussienne, dont la largeur est due aux fluctuations du nombre d'ionisations et d'excitations générées. La capacité de distinguer deux énergies proches pour un détecteur s'exprime par la résolution en énergie. La

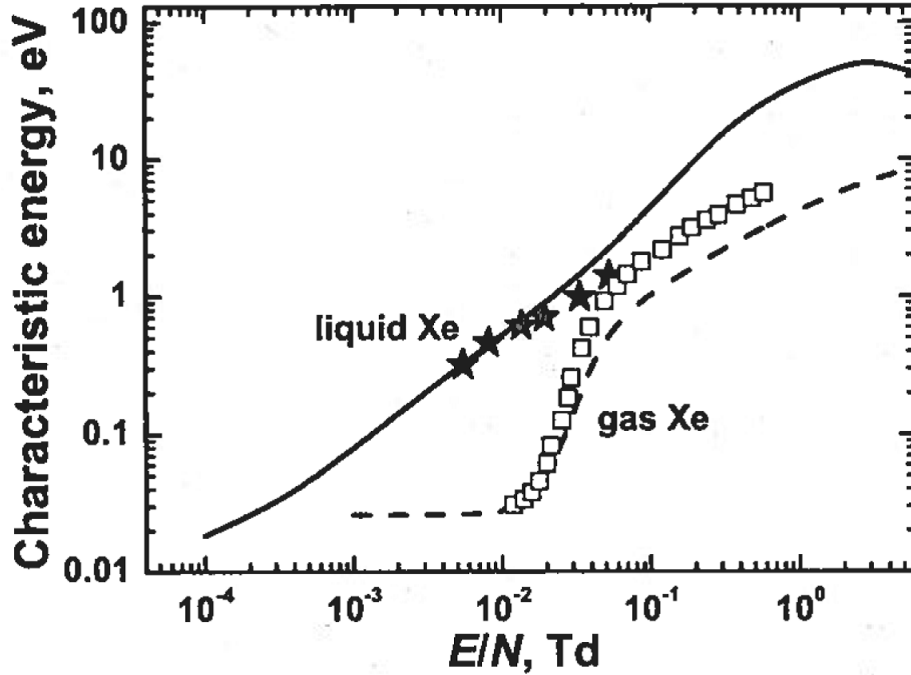


FIGURE 2.6 – Énergie caractéristique des électrons en fonction de E/N .

résolution en énergie est caractérisée par la FWHM (Full Width at Half Maximum) ; deux pics sont considérés comme résolus s'ils sont séparés par une distance plus grande que leur FWHM (Full Width at Half Maximum). La résolution en énergie dépend généralement de l'énergie déposée dans le détecteur, du fait de la statistique poissonnienne au niveau de l'ionisation et de l'excitation. Il a été trouvé que l'énergie moyenne requise pour générer une ionisation est un nombre fixe, W , qui dépend seulement de la matière ([40], p. 118). Ainsi la moyenne du nombre d'ionisations générées pour une énergie déposée E est $N_i = E/W$. Pour calculer la fluctuation σ de cette moyenne, nous devons considérer deux cas :

a) Pour les détecteurs dans lesquels l'énergie n'est pas totalement absorbée, par exemple un détecteur fin pour mesurer seulement dE/dx d'une particule qui le traverse ; dans ce cas le nombre d'interactions est donné par la distribution poissonnienne : $\sigma^2 = N_i$ nous avons alors,

$$R = 2.35 \frac{\sqrt{N_i}}{N_i} = 2.35 \sqrt{\frac{W}{E}}, \quad (2.22)$$

où le facteur 2.35 correspond à la relation entre l'écart-type d'une gaussienne et sa FWHM.

b) Si l'énergie de la particule incidente est totalement absorbée, cas des détecteurs de type TPC par exemple, l'hypothèse de la statistique poissonnienne est incorrecte. En fait, il a été

trouvé que la résolution en énergie est meilleure pour ces détecteurs. La différence ici est que l'énergie déposée est une valeur constante. Alors il y a seulement la fluctuation du nombre d'ionisations générées, cela veut dire que statistiquement les événements d'ionisation ne sont pas tous indépendants et que la statistique poissonnienne n'est pas applicable. Fano a été le premier à calculer la variance sous cette condition et il a trouvé :

$$\sigma^2 = FN_i, \quad (2.23)$$

Ainsi,

$$R = 2.35 \frac{\sqrt{FN_i}}{N_i} = 2.35 \sqrt{\frac{FW}{E}}, \quad (2.24)$$

où N_i est la moyenne des ionisations produites et F est le facteur de Fano. En général, le facteur de Fano est inférieur à 1 pour les détecteurs gazeux ou semiconducteurs, ce qui correspond à une amélioration de la résolution en énergie.

Dans le cas du xénon liquide, le facteur de Fano a été estimé de manière théorique à 0,059 [29], ce qui permet de calculer la résolution en énergie théorique pour des photons de 1 MeV :

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{0,059 \times 15,6}{1 \times 10^6}} = 0,225\%. \quad (2.25)$$

2.3.4.1 Modèle de Thomas

Aucune mesure expérimentale n'a permis d'atteindre une aussi bonne résolution en énergie dans le xénon liquide. D'autres phénomènes doivent donc exister pour la dégrader. Une explication (décrite dans la suite) a été proposée par Thomas *et al.* en 1987 [49] et 1988 [50]. Les fluctuations de densité de charge, causées par les variations de la production des électrons δ le long de la trace de l'électron initial, affectent la résolution en énergie. Cela se traduit par des densités d'ionisation variables et donc une variation du nombre de recombinaisons.

Modèle de la boîte (box model) : taux de la charge collecté en fonction du champ électrique

En 1938, Onsager a proposé une théorie pour expliquer la fluctuation due à la recombinaison des paires électron-ion [51]. La théorie d'Onsager fait deux hypothèses fondamentales à propos de la recombinaison électron-ion. La première est que chaque paire d'électron-ion est spatialement isolée. Cela semble être approprié, car dans l'argon liquide par exemple, les sites des interactions secondaires de l'électron sont séparés par une distance moyenne des espacements ~ 100 fois plus grande que l'espace atomique le long de la trace d'électron primaire. La deuxième hypothèse est que l'électron et l'ion interagissent via une distance infinie de force de Coulomb.

Mais cela est incorrect car la mobilité des ions est plus petite de plusieurs ordres de grandeur par rapport à la mobilité des électrons dans l'argon et le xénon liquides [49].

Une approche plus simple avait déjà été discutée par Jaffe en 1913 [49]. Cette approche néglige complètement les forces coulombiennes et introduit la recombinaison par un terme qui reflète l'hypothèse que le taux de recombinaison dépend de la densité des ions et des électrons séparément. Ce modèle donne :

$$\frac{\partial N_+}{\partial t} = -\mu_+ E \cdot \nabla N_+ + d_+ \nabla^2 N_+ - \alpha N_- N_+, \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\mu_- E \cdot \nabla N_- + d_- \nabla^2 N_- - \alpha N_- N_+, \quad (2.27)$$

où N_+ et N_- sont les distributions des charges positives et négatives, d_+ et d_- sont les coefficients de diffusion des charges au cours de leur transit ; μ_+ et μ_- sont les mobilités ionique et électronique. α est un coefficient paramétrant la recombinaison. E est le champ électrique appliqué. Dans le modèle de recombinaison en colonne, Jaffe a essayé de résoudre ces équations en supposant que la distribution initiale des charges a une forme de colonne autour la trace primaire. Kramers [52] applique la même condition, de plus il a fait remarquer que dans un champ externe le terme de diffusion est inférieur au terme de dérive ou celui de recombinaison. Il a résolu alors les équations précédentes en ignorant le terme de diffusion, mais il suppose que la mobilité des électrons est égale à celui des ions.

Thomas *et al* indiquent que la théorie de Jaffe-Kramers de la combinaison en colonnes s'applique mal au xénon liquide, alors ils procèdent différemment. En effet, il est vrai que les diffusions transverse et longitudinale sont très faibles en comparaison des distances parcourues dans le xénon liquide ou l'argon liquide et elles peuvent donc aussi être négligées. La dérive des ions est beaucoup plus lente que celle des électrons, le terme de la mobilité des ions est alors négligé. Les équations précédentes deviennent alors :

$$\frac{\partial N_+}{\partial t} = -\alpha N_- N_+, \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\mu_- E \cdot \nabla N_- - \alpha N_- N_+. \quad (2.29)$$

Pour résoudre les équations précédentes, Thomas *et al* appliquent le modèle de la boîte [49] : ils supposent que les paires électron-ion sont isolées l'une de l'autre et que la distribution initiale de ces paires peuple uniformément un cube de côté l . La solution donne la fraction de la charge collectée Q par rapport la charge initiale Q_0 , sous l'effet d'un champ électrique E , et qui dépend d'un seul paramètre ξ selon l'équation suivante :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi), \quad \xi = \frac{N_0 \alpha}{4l^2 \mu E}, \quad (2.30)$$

où N_0 est le nombre initial de paires électron-ion créées et μ est la mobilité électronique. Le paramètre ξ tend vers zéro lorsque le champ est infini et la collection est alors parfaite. Il tend vers l'infini lorsque le champ est nul et toutes les combinaisons ont alors lieu.

Modèle de densité multiple : la résolution en énergie en fonction du champ électrique

La densité unique décrite par l'équation 2.30 fournit une bonne description de la collection des charges dans l'argon liquide, mais cela ne permet pas de remonter à la résolution en énergie observée. Pour décrire l'influence de la recombinaison des charges sur celle-ci en présence d'un champ électrique externe, Thomas *et al.* ont développé un autre modèle qui suppose plusieurs zones de densité de charges dans le xénon liquide ou l'argon liquide.

Ils choisissent de découper le parcours de l'électron en trois zones d'énergie distinctes avec chacune leur comportement propre, figure 2.7. Quand l'énergie de l'électron primaire E_p est supérieure à E_2 , cet électron va générer des électrons secondaires qui induisent des nuages de charges, appelés blobs, à des distances relativement grandes. Ensuite, quand l'énergie de l'électron primaire devient inférieure à E_2 et supérieure à E_1 , il va créer un blob, parce que à cette énergie il interagit très fortement avec le milieu. Dans la troisième zone, pour une valeur de son énergie entre E_1 et E_0 , il génère des électrons secondaires qui se thermalisent dans le milieu sans ioniser les atomes parce qu'ils ne possèdent pas une énergie suffisante pour cela. Enfin, quand son énergie devient inférieure à E_0 , il la dépose par des voies vibrationnelles ou rotationnelles.

Définissons maintenant deux comportements de recombinaison différents pour chaque densité d'ionisation. Nous aurons donc ξ_0 qui paramétera la recombinaison pour la densité élevée, entre E_1 et E_2 , et ξ_1 pour la faible densité, entre E_0 et E_1 . Les deux comportements sont valides entre E_2 et E_p . Thomas *et al.* calculent le rapport $\frac{E_c}{E_0}$, où E_c est l'énergie mesurée sur l'anode. En suivant la même logique que celle utilisée dans l'obtention de l'équation (2.30), ces auteurs [50] obtiennent :

$$\frac{E_c}{E_p} = \left[a \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} + (1 - a) \frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1} \right], \quad (2.31)$$

où a est un coefficient représentant la fraction d'électrons suivant le comportement de recombinaison paramétré par ξ_0 , qui s'écrit :

$$a \equiv \left[\frac{\ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right) - \frac{E_2}{E_p} + 1}{\ln\left(\frac{E_p}{E_0}\right)} \right]. \quad (2.32)$$

Ayant modélisé l'évolution de la fraction des charges collectées, Thomas *et al.* déterminent ensuite la résolution en énergie intrinsèque par l'équation :

$$\sigma_i(\%) = \frac{b}{\sqrt{E_p}} \left[\frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1} - \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} \right], \quad (2.33)$$

où le paramètre b est issu de la différenciation de l'équation (2.31) et s'écrit :

$$b \equiv \frac{\sqrt{E_p \cdot F_n \cdot \left(2 \cdot E_2 - E_1 - \frac{E_2^2}{E_p} \right)}}{F_n \cdot \ln \left(\frac{E_p}{E_0} \right)}. \quad (2.34)$$

Dans cette expression, F_n est une fonction dépendant de l'énergie incidente E_p suivant la formule :

$$F_n = -5,12 \times 10^{-12} \times E_p + 7,84 \times 10^{-5} \times E_p + 4,28 \quad (2.35)$$

Le paramètre b peut se simplifier et donne comme valeur $b \approx \sqrt{4,52 + \frac{157}{E_p}}$ dans la publication originale [50]. Aprile *et al.* [53] ont ajusté le paramètre b à une valeur un peu différente soit $b \approx \sqrt{6,76 + \frac{216}{E_p}}$.

En résumé, ce modèle ajuste surtout les évolutions de la fraction de charge collectée et de la résolution en énergie en fonction du champ électrique.

2.3.4.2 Autres contributions

La résolution en énergie σ_{stat} , due aux fluctuations statistiques du nombre de paires électron-ion créées et due aux fluctuations de recombinaison, a été discutée dans les deux paragraphes précédents. Cependant dans un détecteur réel, il y aura des contributions supplémentaires. La résolution totale en énergie s'écrit :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{noise}^2 + \sigma_{ions}^2 + \sigma_{rise}^2. \quad (2.36)$$

La composante σ_{noise} est due au bruit électronique de l'anode. Le terme σ_{ions} est dû à l'influence des ions sur le signal mesuré sur l'anode. Une grille de Frisch est placée entre l'anode et la cathode afin d'isoler l'anode du mouvement des ions et des électrons, Ce terme traduit donc l'efficacité de blindage de la grille. La composante σ_{rise} est due au temps d'établissement (ou peaking time) et là encore l'utilisation d'une grille permet de s'affranchir en partie cet effet.

2.3.4.3 Capture des électrons par les impuretés

Le xénon liquide, étant un élément noble, les électrons peuvent y diffuser librement, qu'il soit sous phase gazeuse ou liquide. Cependant, lors de leur dérive, les électrons peuvent se faire capturer par des espèces électronégatives, des impuretés, présentes dans le xénon. Le nombre d'électrons qui dérive va alors diminuer progressivement à mesure de la distance parcourue ce

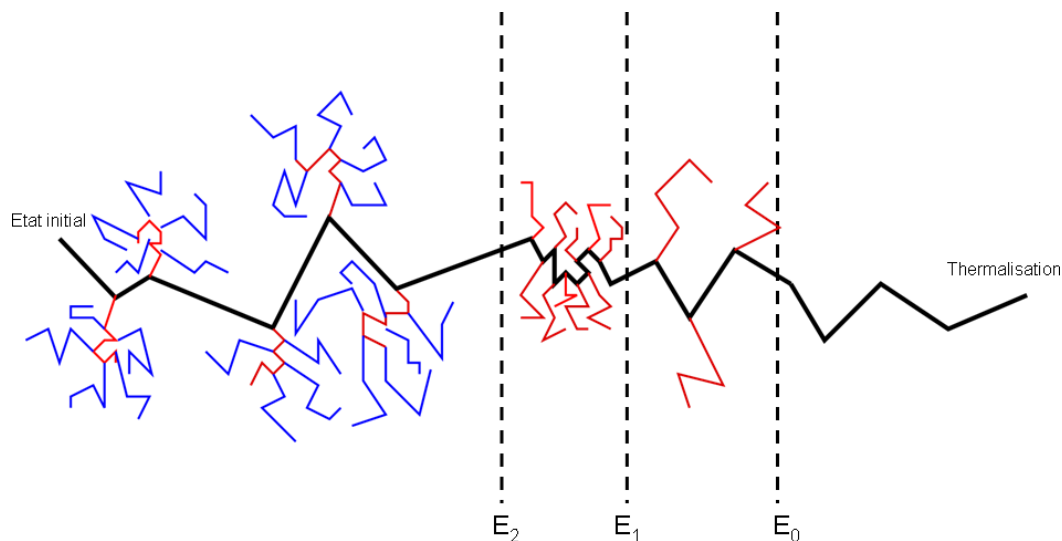


FIGURE 2.7 – Représentation schématique du parcours d'un électron selon quatre domaines en énergie. Le parcours noir est celui de l'électron primaire. Les parcours rouges sont ceux des électrons secondaires et les bleus ceux des électrons tertiaires.

qui va dégrader la résolution en énergie du signal détecté.

Le nombre d'électrons qui dérivent dans le xénon liquide diminue au cours du temps. L'évolution de ce nombre $N(t)$ suit une loi de décroissance exponentielle [54] :

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.37)$$

où N_0 est le nombre initial d'électrons et τ le temps de vie des électrons. Cette évolution du nombre d'électrons est souvent exprimée en fonction de distance parcourue x :

$$N(x) = N_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \quad (2.38)$$

avec :

$$\lambda = v_d \tau, \quad (2.39)$$

et v_d la vitesse de dérive des électrons. La variable λ est appelée la longueur d'atténuation, soit la distance moyenne parcourue par les électrons avant d'être capturés. Elle dépend de la concentration en impuretés et de la nature de celles-ci. En pratique, il est difficile de caractériser la concentration de chaque espèce d'impureté, et pour cela une concentration équivalente en O_2 est utilisée.

2.4 Chambre à projection temporelle XEMIS

Afin de démontrer le faisabilité expérimentale de l'imagerie 3γ un prototype XEMIS (Xenon Medical Imaging System) de télescope Compton a été développé au laboratoire. XEMIS est un détecteur de type chambre à projection temporelle (TPC) dont le milieu actif est le xénon liquide. Dans un premier temps, le principe de fonctionnement de la chambre à projection temporelle au xénon liquide sera expliqué. Nous poursuivrons alors en exposant les différents composants de la TPC utilisé dans XEMIS et le système de cryogénie utilisé dans ce prototype.

2.4.1 Principe de la chambre à projection temporelle

Le principe de la TPC a été proposé par Nygren du Lawrence Berkeley Laboratory [55] pour des détecteurs gazeux. L'idée d'utiliser une TPC avec un gaz noble liquide, de l'argon en l'occurrence, a été proposée par Rubia en 1977 [56].

Le principe de la TPC au xénon liquide est illustré par la figure 2.8. L'interaction d'une particule incidente avec le xénon liquide va générer des photons ultra violets UV (signal de scintillation), et ioniser les atomes du xénon liquide pour générer des électrons libres et des trous (signal d'ionisation). Une partie des photons UV est détectée par le PM. La distance entre le lieu de l'interaction et le PM est petite devant la vitesse de propagation de la lumière ce qui permet de considérer que le temps de l'arrivée des photons UV au PM est équivalent au temps de l'interaction t_0 . La différence de potentiel entre la cathode et l'anode va créer un champ électrique dans le xénon liquide, ce champ électrique est de l'ordre du kV.cm^{-1} ce qui empêche une partie des paires électrons-ions créées de se recombiner. Il en résulte une dérive de porteurs de charge, ions et électrons. L'ensemble de lecture du signal d'ionisation issu de la dérive des électrons est composé d'une micro-grille et d'une anode segmentée en pixels, appelés aussi pads. Le rôle de la micro-grille est d'écranter le signal dû à la dérive des ions et des électrons dans l'espace situé entre elle et l'anode. Les électrons sont captés par un ou plusieurs pads ce qui permet d'obtenir la position dite transverse de l'interaction, dans le plan (x, y) en appliquant un calcul de barycentre. Le temps d'arrivée du signal d'ionisation sur l'anode t_1 est égale au temps de l'interaction plus celui de dérive des électrons. En connaissant leur vitesse de dérive v_d , la coordonnée z (appelée aussi la position longitudinale) est calculé par l'équation suivante :

$$z = v_d \cdot (t_1 - t_0). \quad (2.40)$$

Le nombre d'électrons détectés par l'anode est proportionnel à l'énergie déposée E par la particule incidente dans le xénon liquide. En résumé, la TPC au xénon liquide, telle que celle utilisée dans XEMIS, enregistre les quatre informations, que sont l'énergie déposée E et les coordonnées x, y et z , nécessaires à l'utilisation d'un télescope Compton. Dans ce contexte, le signal de scintillation est utilisé pour déclencher l'acquisition et le signal d'ionisation pour

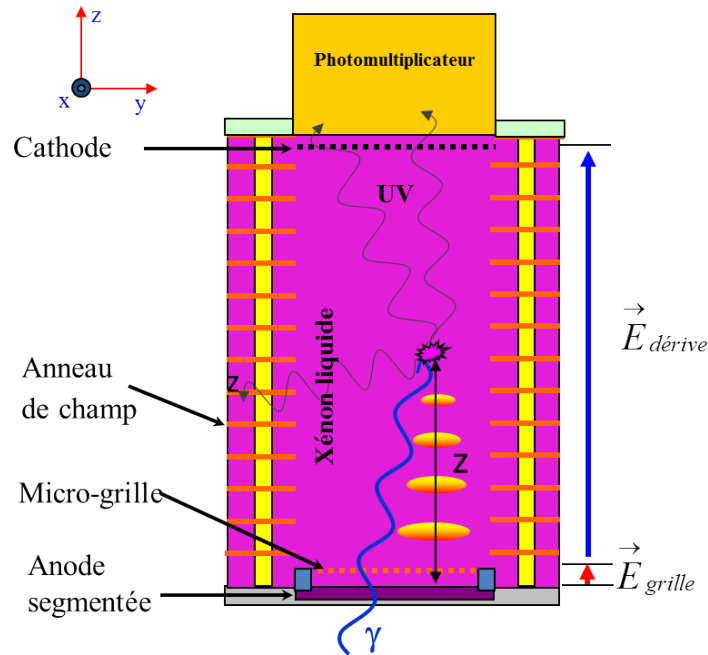


FIGURE 2.8 – Le principe de la chambre à projection temporelle au xénon liquide

recueillir les informations de l'énergie et la position.

2.4.2 Description de la chambre XEMIS

La figure 2.9 montre une photo de la TPC de XEMIS. La hauteur de la chambre fait 12 cm. Cette hauteur fait l'objet d'un compromis entre l'efficacité de déclenchement et le pouvoir d'arrêt de la TPC. La majorité, 85% des photons de 1,157 MeV interagiront au moins une fois dans 12 cm de xénon liquide. Le PM, en haut, se trouve à l'opposé de la fenêtre d'entrée. Il présente un angle solide relativement petit aux photons UV émis proche de l'anode ; une hauteur de 12 cm diminue significativement l'efficacité de déclenchement de la chambre. La cathode se trouve à trois millimètres sous le PM. C'est une micro-grille à grande transparence optique pour laisser passer les photons UV vers le PM. L'espace actif de xénon liquide est encadré par des anneaux en cuivre pour assurer l'homogénéité du champ électrique de dérive, qui sont appelés anneaux de champ. Une micro-grille se trouve proche de l'anode pour établir le champ de dérive, et aussi jouer le rôle de grille de Frisch. En bas se trouve l'anode qui fait la fenêtre d'entrée de la TPC. La surface active de l'anode est de $2,56 \times 2,56 \text{ cm}^2$, soit un pouce carré. La structure qui maintient l'ensemble est composée de colonnes de céramique Macor, choisie pour sa résistance thermique et son faible taux de dégazage. L'empilement du montage est assuré par des ressorts en acier inoxydable qui, en se contractant sous l'effet du froid, vont plaquer l'ensemble sur la flasque en acier sur laquelle est fixée la TPC.

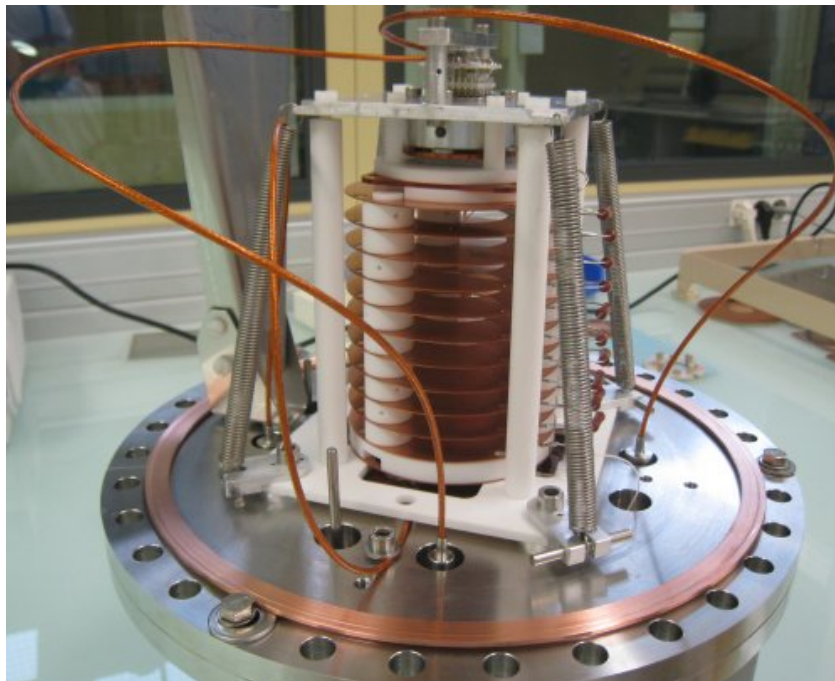


FIGURE 2.9 – La TPC de XEMIS.

2.4.3 Photomultiplicateur (PM)

Le signal de scintillation dans le xénon liquide sert à déclencher l'acquisition et à déterminer le temps de l'interaction, et ne contribue pas à mesurer l'énergie dans notre TPC.

Le PM utilisé dans XEMIS est un PM commercialisé par la société Hamamatsu, le modèle R7600-06MOD-ASSY, figure 2.10. Ce PM fonctionne à la température du xénon liquide, peut y être immergé et détecte efficacement les photons UV. Il présente une fenêtre d'entrée en quartz de $28 \times 28 \text{ mm}^2$ et une surface active de photocathode de $18 \times 18 \text{ mm}^2$. Cette photocathode est bi-alcaline et possède une bonne efficacité quantique de 38% pour des photons à 175 nm. Le gain à la température du xénon liquide est de l'ordre de 10^6 pour une tension de 750 V.

2.4.3.1 Photomultiplicateur gazeux pour le xénon liquide

Dans le cas d'une TPC à grand champ de vue, pour une future caméra 3γ par exemple, il faut un grand nombre de PM pour couvrir la surface active, ce qui augmente considérablement le coût de celle-ci. Un photomultiplicateur gazeux, GPM (Gaseous PhotoMultiplier), cryogénique doté d'une photocathode solide d'iodure de césium est en développement au laboratoire SUBATECH [57], [58]. Le GPM offre une grande surface monolithique qui peut remplacer une matrice de PM ce qui permet de réduire la zone morte de la détection tout en restant au moindre coût.

Plusieurs prototypes de GPM ont été développés et testés lors d'un précédent travail de thèse [57]. La figure 2.11 montre un schéma d'un GPM hybride constitué de plusieurs couches

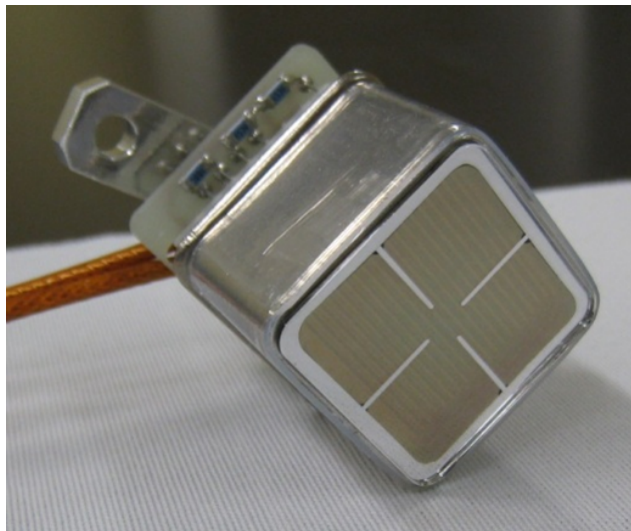


FIGURE 2.10 – Photomultiplicateur Hamamatsu R7600-06MOD-ASSY utilisé dans la TPC de XEMIS.

micro structures. La fenêtre d'entrée est en BaF2 et la première couche consiste en un THGEM (THick Gaseous Electron Multiplier), sur lequel a été déposée une couche de CsI qui sert de photocathode. Un photon incident sur la photocathode y arrache un électron. Les électrons arrachés vont être collectés par un champ électrique, amplifiés une première fois dans un étage PIM (Parallel Ionization Multiplier), puis amplifiés une deuxième fois et collectés dans un MICROMEGAS. Le mélange de gaz utilisé est composé de 90% de néon et 10% de méthane. Le prototype précédent a été testé à la température du xénon liquide et des valeurs de gain très intéressants atteignant jusqu'à $5 \cdot 10^6$ ont été mesurées.

2.4.4 MICROMEGAS comme grille de Frisch

Le MICROMEGAS (MICRO Mesh Gaseous Structure) est à l'origine un détecteur gazeux à micro-pistes fonctionnant en régime proportionnel prévu pour la détection de particules chargées [59]. Le MICROMEGAS utilisé dans XEMIS est composé d'une anode segmentée et d'une micro-grille. La micro-grille est une fine feuille de cuivre ($5 \mu\text{m}$ d'épaisseur) percée de trous de quelques dizaines de microns ($30 \mu\text{m}$). La distance entre la micro-grille et l'anode est comprise entre 50 et $300 \mu\text{m}$. Cette grille est utilisée dans XEMIS comme grille de Frisch. En effet, contrairement aux détecteurs gazeux, le MICROMEGAS au xénon liquide de XEMIS n'effectue pas d'amplification du signal d'ionisation par avalanche électronique.

2.4.5 Anode et électronique

L'anode de la TPC de XEMIS est segmentée en 16 pixels, ou pads. Elle possède une zone active de $2,56 \times 2,56 \text{ cm}^2$. Cette anode fait l'objet de certaines contraintes qui ont nécessité une

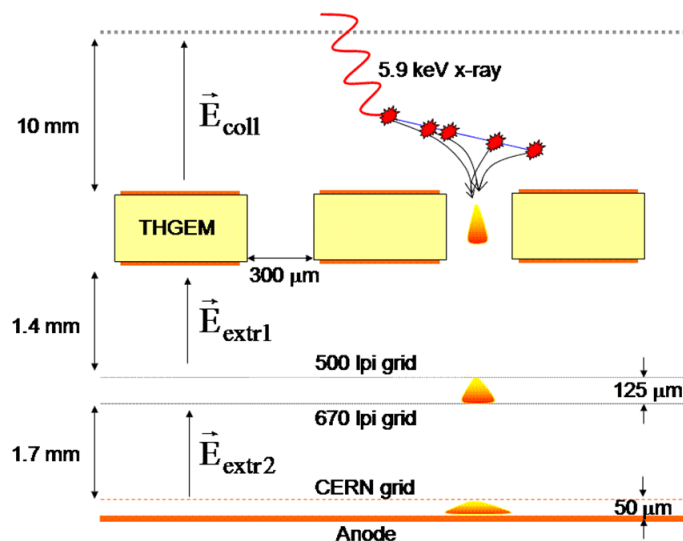


FIGURE 2.11 – Architecture d'un GPM hybride.

structure spatiale. Comme elle sert d'entrée aux photons dans la TPC, elle doit être relativement fine, soit 2,7 mm d'épaisseur.

L'anode de la TPC de XEMIS est composée de plusieurs couches de céramique collées par des couches de prépreg (abréviation de préimprégné) qui contient des couches quadrillées en cuivre, figure 2.12. En fait, un des cotés de l'anode fait face au xénon liquide tandis que l'autre face est exposée au vide, elle doit alors garantir une bonne isolation thermique, de plus elle doit résister mécaniquement à une différence de pression de l'ordre de 1 à 2 bar, pour cela elle est composée principalement de céramique. Une étude de déformation mécanique de l'anode a montré que la déformation en son centre est inférieure à 10 μm pour des pressions inférieures à 2 bar.

2.4.5.1 L'électronique frontale (front-end) : IDeF-X

Le signal d'ionisation dans XEMIS n'est pas amplifié dans le MICROMEGAS, et il est donc important de réduire le bruit électronique pour améliorer la résolution en énergie. L'électronique frontale utilisée dans XEMIS réalise bien cette condition, il s'agit de l'électronique IDeF-X (pour Imaging Detector Front-end for X rays) [60]. Cette électronique présentée sur la figure 2.13 comporte 16 voies et intègre un préamplificateur de charge et un module de mise en forme (shaper). Elle est bondée sur un circuit imprimé dans un boîtier et protégée par une résine. Le tableau 2.2 résume les caractéristiques de cette électronique. Un bruit très faible de l'ordre de 100 électrons a été atteint à la température du xénon liquide [9].

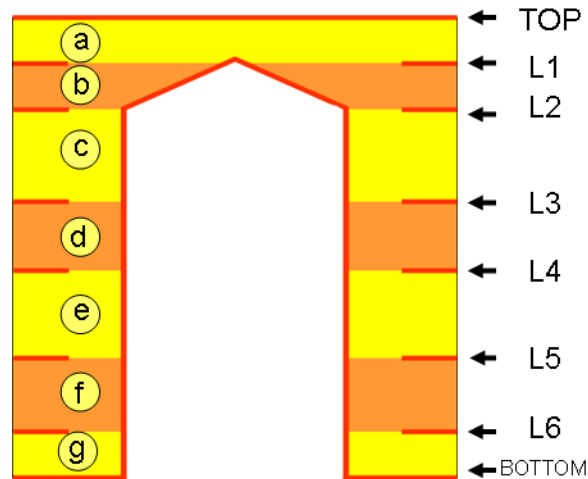


FIGURE 2.12 – Schéma d'une coupe transversale de l'anode segmentée. Les couches a, c, e et g sont en céramique. Les couches b, d et f sont en prépreg. Les couches L1 à L6 sont des quadrillages en cuivre. La couche TOP représente la surface des pads et la couche BOTTOM permet de connecter l'électronique de lecture.

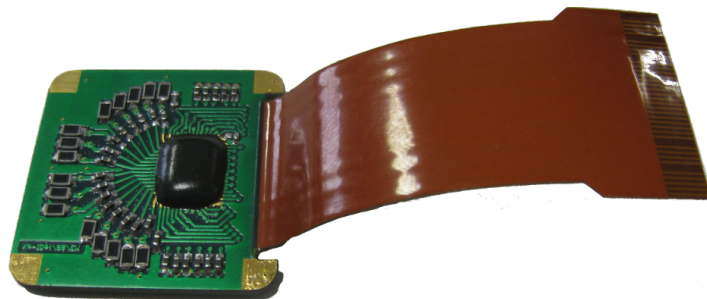


FIGURE 2.13 – Vue de l'électronique frontale IDeF-X.

Paramètres	Valeur
Taille du composant (chip)	2355×4040 μm
Nombre de voies	16
Tension d'alimentation	3,3 V
Puissance dissipée	2,26 mW par voie
Gain	$\approx 200 \text{ mV} \cdot \text{fC}^{-1}$
Dynamique	$\pm 40 \cdot 10^3$ électrons
Temps d'établissement (μs)	0,3 - 0,6 - 1,2 - 2,4 - 3,6 - 4,8 - 6 - 7,2 - 9,6

TABLE 2.2 – Principales caractéristiques du composant spécifique IDeF-X

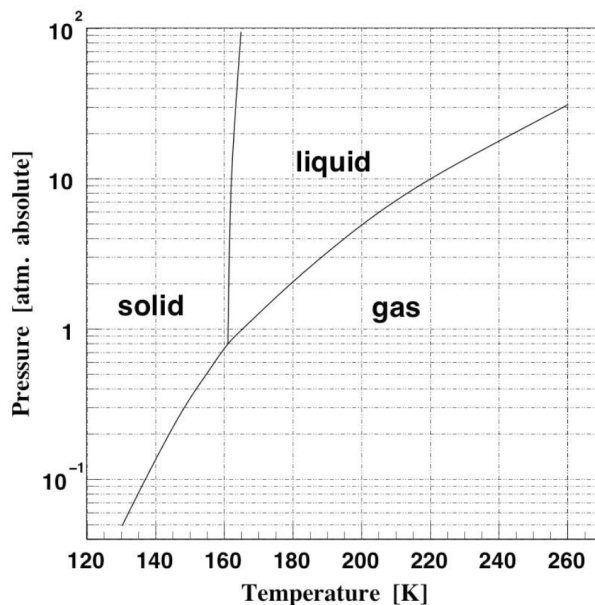


FIGURE 2.14 – Diagramme de phases du xénon.

2.4.6 Cryogénie de XEMIS

Pour pouvoir envisager l'utilisation du xénon liquide pour l'imagerie dans le cadre médical, il est nécessaire d'avoir une stabilité du xénon liquide sur de longues périodes. En effet, la phase du xénon liquide se situe à seulement 4 °K de la phase solide, voir figure 2.14. Cet écart faible implique un très bon contrôle de la température et de la pression du xénon durant les opérations cryogéniques. En effet, la solidification empêcherait l'utilisation du détecteur et causerait des dommages importants, notamment au PM et à l'anode segmentée. Le prototype du circuit cryogénique utilisé pour XEMIS est illustré par les figures 2.15 et 2.16.

2.4.6.1 La liquéfaction du xénon

La partie de XEMIS chargée de la liquéfaction du xénon liquide est principalement constituée du PTR (pour, Pulse Tube Refrigerator) du cryostat, qui contient la TPC, et de l'enceinte à vide. Le PTR, figure 2.17 est un instrument cryogénique développé par une équipe du laboratoire KEK [61] pour atteindre et maintenir la température de liquéfaction du xénon. Un des avantages les plus importants du PTR est l'excellente capacité de maintien de la stabilité de la température du xénon liquide en régulant la température du doigt froid du PTR par un régulateur PID (pour Proportionnel Intégral Dérivé). La puissance maximale du PTR utilisée en XEMIS est de 100 W.

Le precooling

Le precooling est l'opération pour refroidir le cryostat et la tête froide à une température d'environ 173 K, afin de pouvoir liquéfier par la suite le xénon liquide. Cette opération commence

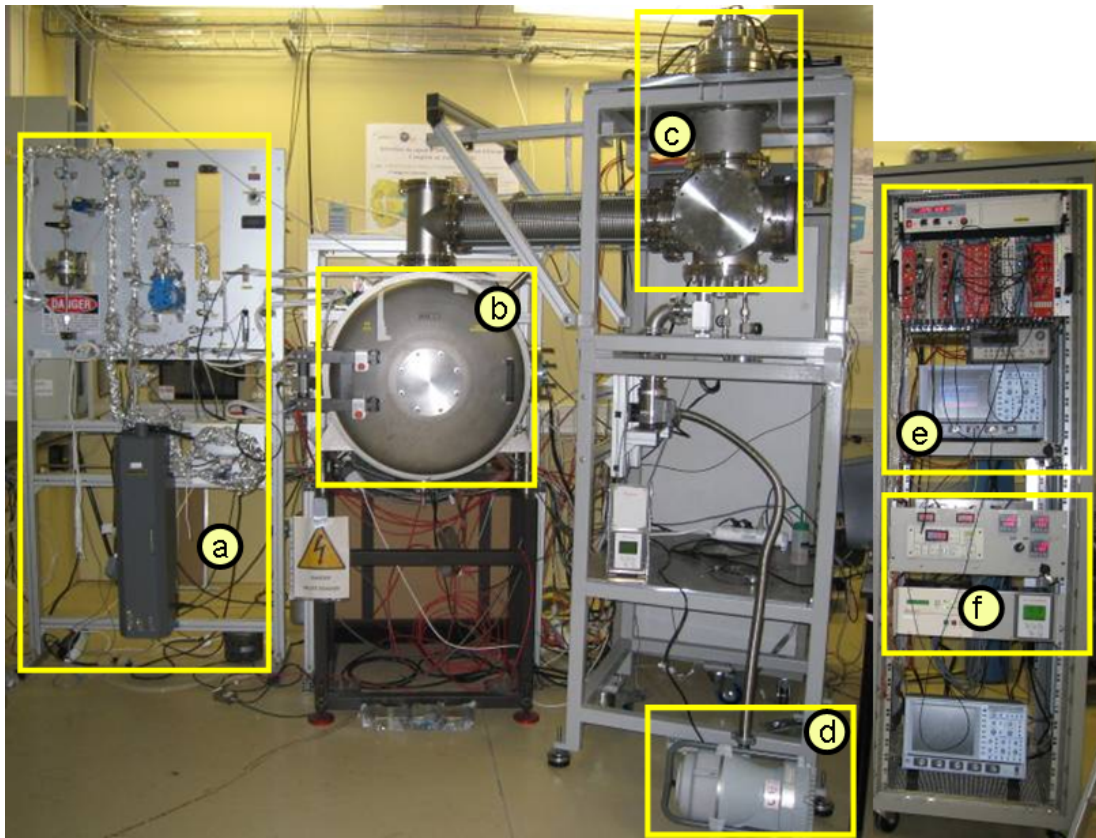


FIGURE 2.15 – Dispositif expérimental de XEMIS. a) Circuit de purification, b) Cryostat extérieur, c) Pulse Tube Cryocooler, d) Système de pompe auxiliaire, e) Système d’acquisition, f) Automate de contrôle.

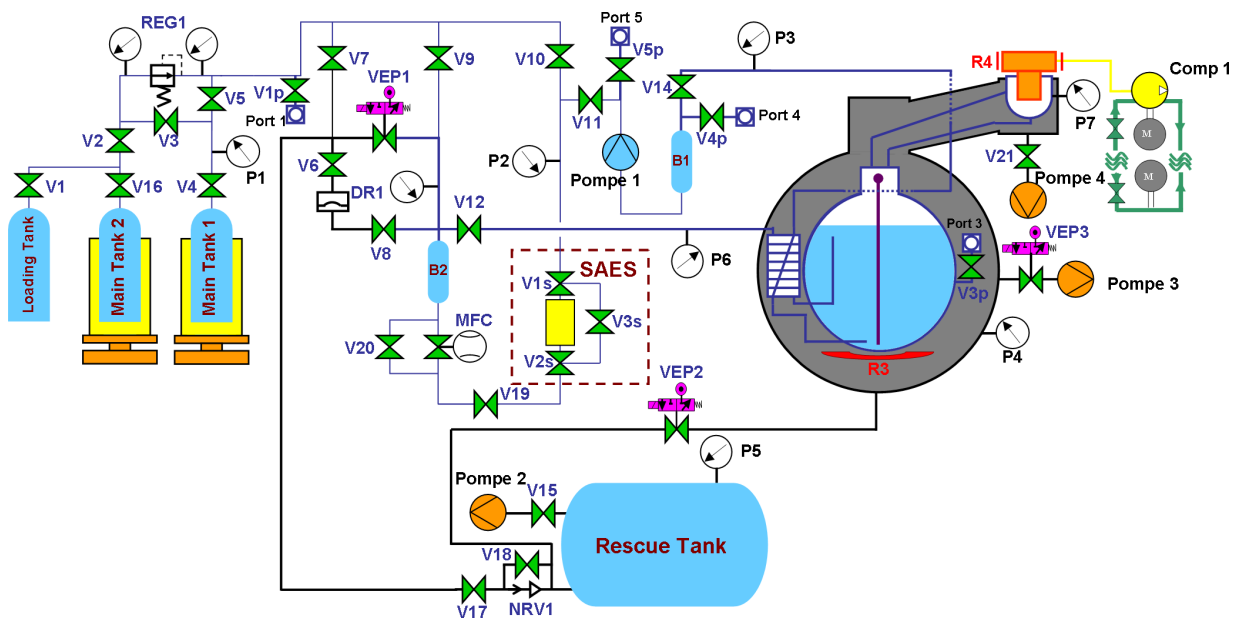


FIGURE 2.16 – Schéma du circuit cryogénique du xénon liquide.

par l'injection du xénon gazeux dans le cryostat jusqu'à obtenir une pression de 2 bar. Une fois le xénon injecté, l'étape suivante consiste à démarrer le PTR. La température de la tête froide du PTR diminue régulièrement pendant 50 minutes jusqu'à atteindre -100 °C où le xénon commence à se condenser sur sa surface. Le xénon commence à couler, et se vaporise en tombant sur l'acier. Sous l'action répétée de ces cycles condensation-vaporisation, l'ensemble des tubes et cryostat vont alors se refroidir et la pression va diminuer jusqu'à atteindre un équilibre. Ce cycle dure de 12 à 24 heures, selon la qualité de l'isolation.

Liquéfaction

Une fois le precooling terminé, l'étape suivante consiste à liquéfier le xénon. Cette étape consiste à injecter en permanence du xénon gazeux dans le cryostat ; ce xénon se condense au fur et à mesure. La puissance utilisée par le PTR dans cette phase est en général de l'ordre de 55 W. Le niveau de xénon liquide dans le cryostat monte progressivement. La liquéfaction se termine lorsque le niveau désiré de xénon est atteint et où le détecteur est complètement noyé, au bout de 40 heures. En comptant le precooling, le prototype est opérationnel pour la circulation dans le circuit fermé de XEMIS en 2 à 3 jours.

Isolement

Le xénon liquide est conservé dans un cryostat en acier inoxydable, qui est placé dans une enceinte à vide pour limiter les échanges thermiques avec l'atmosphère. Ce vide est maintenu de 10^{-6} à 10^{-8} bar par une pompe primaire sèche et une pompe à vide secondaire turbomoléculaire. Afin de limiter les échanges de chaleur par conduction entre le cryostat et l'extérieur, celui-ci est relié le moins possible à d'autres matériaux solides et posé sur un support en époxy, qui est un bon isolant thermique. Enfin, pour limiter les échanges de chaleur par rayonnement, le cryostat, le PTR et les tubes présents dans l'enceinte à vide sont enveloppés dans un tissu appelé Multi-Layer Insulation (MLI). Celui-ci est composé de plusieurs couches alternées d'aluminium et de mylar (entre 10 et 20 couches), et sert à absorber les photons infra-rouges.

Circulation et purification du xénon liquide

La présence d'impuretés électronégatives comme l'eau, le dioxygène, le dioxyde de carbone ou encore le méthane, dégrade le signal de scintillation et surtout celui d'ionisation. Continuellement, les matériaux constituant le détecteur rejettent une quantité non négligeable d'impuretés. Il est donc indispensable d'utiliser des matériaux dégazant le moins possible et de les nettoyer et de les étuver avant usage. Malgré ces précautions, l'apport initial d'impuretés et le dégazage des matériaux est inévitable. Il est donc nécessaire de supprimer les impuretés en purifiant le xénon liquide en permanence. Le prototype XEMIS a un circuit fermé de circulation pour faire passer le xénon sous forme gazeuse dans un filtre et le réinjecter dans le cryostat. Une pompe à membrane est utilisée pour vaporiser le xénon liquide, cette pompe va créer une dépression

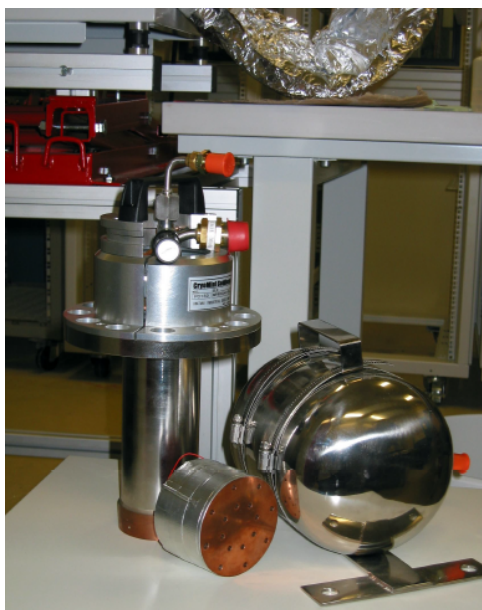


FIGURE 2.17 – Le PTR (Pulse Tube Refrigerator)

dans le tube quittant le cryostat, forçant ainsi le xénon à se vaporiser. Une fois le xénon devenu gazeux, celui-ci va circuler dans le circuit jusqu'au filtre, comme illustré par la figure 2.18. Le filtre va enlever les impuretés du xénon gazeux. Une fois les impuretés enlevées, le xénon est renvoyé vers le cryostat. Une fois dans le cryostat, le gaz chaud sera liquéfié sur la tête froide et redeviendra liquide.

Plusieurs types d'impuretés peuvent être présentes dans le xénon : l'eau (H_2O), le dioxygène (O_2), le dihydrogène (H_2), le méthane (CH_4), le dioxyde de carbone (CO_2) et le diazote (N_2). Parmi les impuretés présentes, l'eau et le CO_2 se trouvent sous forme solide à une température de 165°K. Ces deux éléments ne sont que faiblement dilués dans le xénon liquide et ont été piégés au niveau de la tête froide.

Le principal problème sera d'enlever le dioxygène, qui reste gazeux à la température du xénon liquide. Le filtre utilisé dans XEMIS est un filtre commercialisé par la société SAES, de la série Monotorr Phase II et de modèle PS4-MT3-R/N. Ce filtre agit suivant le principe de chimisorption. Il est composé de zirconium, disposé sous forme de feuilles, de poudre, ou encore de rondelles. Il est traité de sorte qu'il soit poreux, afin d'augmenter la surface d'échange avec le gaz. En fonctionnement, le métal est chauffé aux environs de 670-720 K. Le xénon gazeux va circuler à travers le filtre, sans interagir avec le métal puisqu'il s'agit d'un gaz noble. Les impuretés, en revanche, vont être adsorbées sur le zirconium. Ces impuretés vont ensuite diffuser à travers le métal, jusqu'à atteindre un site d'activation où elles vont se fixer définitivement.

Stabilité du système

Il est primordial que les conditions expérimentales (pression, température) ne changent pas

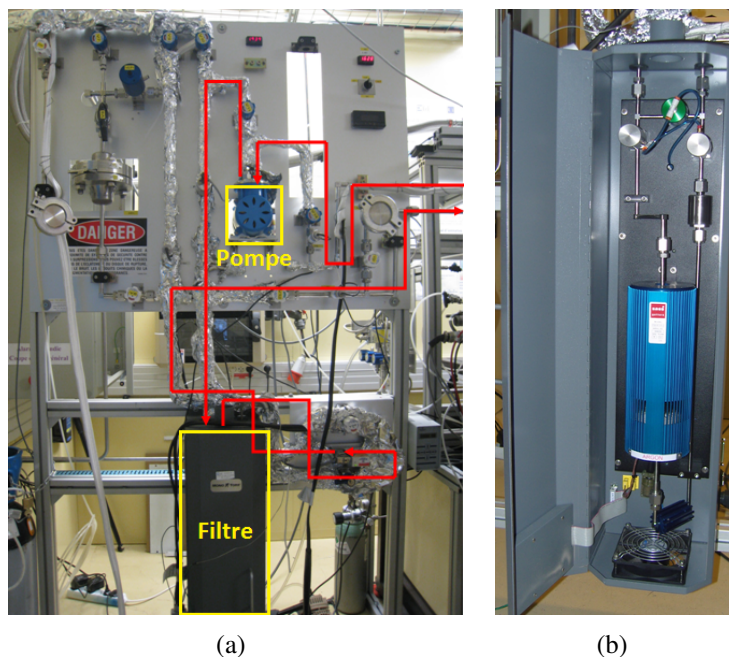


FIGURE 2.18 – (a) Circuit de purification de xénon dans XEMIS, (b) Le filtre de purification SAES.

au cours de l'expérience ou bien que les conséquences qui en découlent soient parfaitement connues. Une variation de pression du gaz au dessus du liquide ou de la température du liquide lui-même peut entraîner une variation de la vitesse de dérive des charges. Le débit de gaz et la pression sont constants au cours de l'expérience et sont contrôlés par un débitmètre placé entre le système de purification et l'entrée du PTR. La circulation permanente du prototype a été maintenue sur des périodes longues de plusieurs mois, tout en assurant une stabilité de la température et de la pression du xénon liquide.

Stockage du xénon et cryopompage

Lorsque le prototype n'est pas en acquisition, le xénon est stocké dans des bouteilles métalliques refroidies par l'azote liquide.

La technique utilisée pour récupérer le xénon dans ces bouteilles est le cryopompage. Cela consiste à utiliser un bain d'azote liquide afin de refroidir la bouteille de récupération. La chute de température sous la température de solidification du xénon entraîne la solidification du xénon dans la bouteille et une chute de pression dans le reste de circuit, ce qui amplifie le phénomène de vaporisation dans le cryostat. Le xénon liquide se vaporise ainsi progressivement et est inspiré dans la bouteille.

Dispositifs de sécurité

Le xénon est un gaz onéreux et qui de plus est asphyxiant ; plusieurs mesures de sécurité ont été prises sur le prototype pour éviter de le perdre en cas d'augmentation de pression au delà de 2 bars lors d'un incident. Un système mécanique de récupération a été installé, et est composé de vannes de pression et d'un réservoir de secours. Une vanne appelé VEP1, figure 2.16, placée dans le circuit de circulation, s'ouvre automatiquement lorsque la pression dépasse 1,8 bar et se ferme au dessous. Cette vanne nécessitant une alimentation en électricité, une sécurité supplémentaire uniquement mécanique est placée en parallèle. Il s'agit d'un disque de rupture, appelée DR1, calibré pour se briser lorsque la pression dépasse 2 bars. Dans ce cas là, le xénon est envoyé dans le réservoir de secours. Il s'agit d'une enceinte d'un volume de 4 m^3 , qui permet d'accueillir 23,5 kg de xénon gazeux à une pression de 1 bar.

Pour pallier aussi à une panne de courant, deux systèmes d'alimentation électrique ont été installés et permettent une autonomie de 12 heures en cas de panne de courant. Ce délai permet de rapatrier le xénon dans les bouteilles de stockage.

2.5 Conclusion

Grâce à ses propriétés physiques, le xénon liquide est un milieu naturellement adapté à la détection des rayons γ utilisés en imagerie nucléaire. En détectant à la fois la lumière de scintillation par un PM et collectant les électrons par l'anode, les trois coordonnées et l'énergie déposée à chaque interaction du photon gamma dans le xénon liquide sont mesurées. Le détecteur peut alors être utilisé comme télescope Compton, ce qui permet de l'utiliser dans l'imagerie nucléaire fonctionnelle.

La physique de l'interaction des photons dans le xénon liquide a été présentée ainsi que l'effet du champ électrique, appliqué sur la chambre à projection temporelle au xénon liquide, sur le signal de scintillation et la charge collectée.

Afin de caractériser les performances d'un tel télescope Compton, un premier prototype XEMIS1 a été construit au laboratoire Subatech. Les tests de liquéfaction et de circulation du xénon liquide ont été effectués avec succès et les premiers résultats de mesure des rayons γ ont été obtenus et seront présentés dans le chapitre 4 lors de la comparaison avec les simulations.

Chapitre 3

Simulation Monte Carlo avec GATE

Ce chapitre expose les outils informatiques utilisés pour la simulation d'une chambre à projection temporelle et d'une caméra à 3γ . Il commence par exposer les motivations de la simulation Monte Carlo et présenter ses outils. Il introduit ensuite l'environnement de simulation Geant4 en se concentrant sur le concept du tracking dans celui-ci. Enfin, il décrit les propriétés de l'interface GATE de Geant4 et les étapes nécessaire pour faire une simulation d'un système de détection avec celui-ci.

3.1 Motivation

Un système d'imagerie médicale nucléaire est, en général, un système compliqué et coûte relativement cher. La conception d'un tel système doit répondre à un grand nombre de questions : quelle est la profondeur du milieu actif à utiliser ? Quelle est la meilleure surface du détecteur ? Quel est le rôle du bruit et du seuil ? Quelle est la meilleure dimension du pixel, dans le cas d'une chambre à projection temporelle ? De plus, le but de ces systèmes d'imagerie étant d'effectuer des images de l'intérieur d'un être humain, alors comment vérifier que l'image obtenue décrive réellement son anatomie et sa physiologie ? Le meilleur outil pour répondre à toutes ces questions et beaucoup d'autres est la simulation numérique.

3.2 Méthodes Monte Carlo

Les simulations les plus répandues en physique nucléaire sont les simulations Monte Carlo. Ces simulations basent leurs calculs sur des méthodes stochastiques. Le concept a été initialement publié par Metropolis et Ulam (1949)[62] et tient son nom du célèbre casino de la ville de Monte Carlo à Monaco. Le véritable développement des méthodes de Monte Carlo s'est effectué sous l'impulsion de Von Neumann et Ulam notamment. Ils ont utilisé ces méthodes probabilistes pour résoudre des équations aux dérivées partielles dans le cadre du code Monte-Carlo de transport de N-Particules (MCNP pour «Monte-Carlo N-Particle transport code» en

anglais). Pour résoudre par exemple une intégrale d'une fonction $f(x)$ sur un intervalle donné $[x_1, x_2]$, il faut tout d'abord borner la fonction : $[y_1, y_2]$. Ensuite des couples (x, y) sont tirées au hasard dans ces intervalles et le nombre de fois où y est compris entre 0 et $f(x)$ est comptabilisé. Rapporté sur le nombre total de tirages, ce nombre de tirages donne une estimation de l'intégrale de $f(x)$.

La méthode Monte Carlo repose donc sur les probabilités et dépend ainsi fortement de la qualité du tirage aléatoire. En pratique les tirages étant nombreux, ils sont aujourd'hui pratiqués sur ordinateur. Les nombres aléatoires sont obtenus à partir de générateurs de nombres pseudo-aléatoires. Le terme pseudo insiste sur le fait qu'il est impossible de générer une séquence de nombres de façon totalement aléatoire avec un ordinateur. Il existe de nombreux générateurs différents, ainsi que des tests règlementaires permettant d'estimer la fiabilité et la rapidité de ces générateurs. Le générateur utilisé par défaut dans nos simulations est appelé : Mersenne Twister, il a été proposé par Matsumoto et Nishimura [63]. En pratique, les générateurs aléatoires fournissent des nombres aléatoires suivant une loi spécifique (loi normale, exponentielle, de Poisson, etc).

3.3 Geant4

Geant4 (pour GEometry ANd Tracking) est un environnement logiciel pour "la simulation du passage de particules à travers la matière par la méthode de Monte Carlo". C'est le successeur de la série de logiciels GEANT développés par le CERN. La première version proposée en 1974 de GEANT était programmé en FORTRAN. Depuis 2000, Geant4 [64] est disponible et a été entièrement réécrit en programmation orientée objet (C++). Il est en constante évolution grâce à la collaboration internationale (Geant4 Collaboration). Les domaines d'application principaux sont la physique des hautes énergies, la médecine, la physique des accélérateurs et l'astrophysique [65].

3.3.1 Architecture globale

Étant une boîte à outils logiciel (toolkit en anglais) pour construire des applications dans différentes disciplines de la physique nucléaire, GEANT4 propose de nombreuses classes C++ que l'utilisateur appelle dans sa propre application. Les classes sont organisées en 17 catégories comme représenté dans la figure 3.1. Nous pouvons regrouper ces catégories sous des blocs principaux suivant leurs tâches : la construction du détecteur (contient « Geometry » et « Material »), la succession de la simulation (« Run », « Event » et « Tracking »), la physique (« Particle », « Processes » et « Track »), la visualisation (« Visualisation » et « Graphics_Rep »), l'enregistrement de données (« Digits+Hits » et « Readout »).

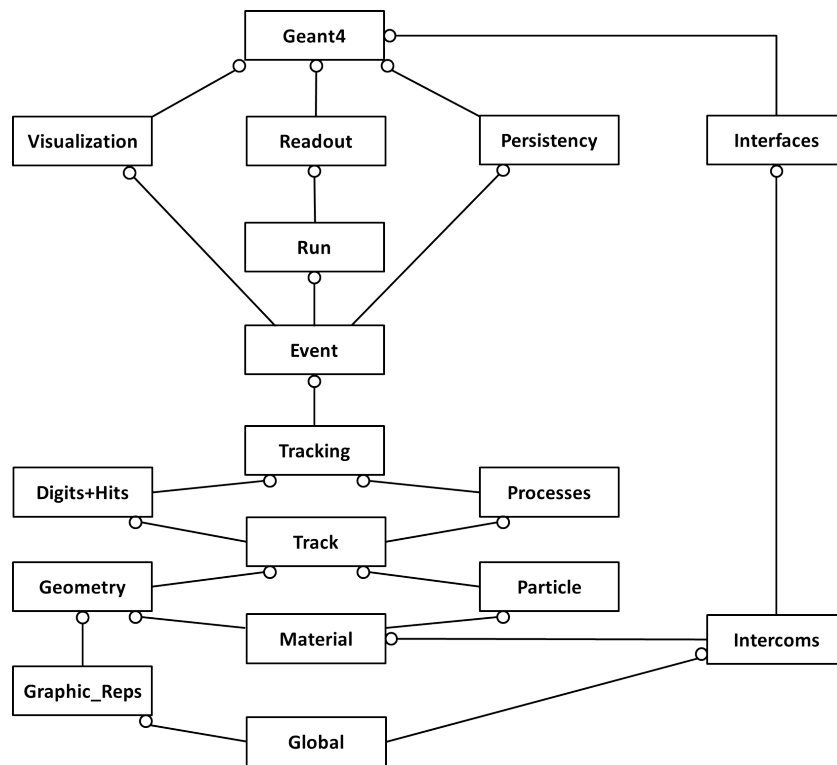


FIGURE 3.1 – Catégorie de classes de Geant4

3.3.2 L'application utilisateur

Construire une application Geant4, d'un point de vue technique, signifie le développement d'une application C++ en utilisant les classes, les bases de données et les bibliothèques associées. Nous ne présentons pas les détails techniques, mais nous exposons les concepts nécessaires pour la simulation de notre système d'imagerie.

Une simulation Geant4 se fait suivant quatre étapes principales : la construction de la géométrie du détecteur et les matériaux utilisés, les particules et les processus physiques à simuler, comment les particules primaires vont être générées et d'autres informations complémentaires de la simulation.

3.3.3 Processus et modèles physiques dans Geant4

Les processus physiques décrivent comment les particules interagissent avec un matériau. Une grande variété de ceux-ci peut être simulée avec GEANT4. Ils sont regroupés en sept catégories suivant les mots clés (la terminologie sera conservée) : *electromagnetic*, *hadronic*, *decay*, *optical*, *photon-lepton-hadron*, *parameterization* et *transportation*. Seuls les processus requis pour l'application de l'imagerie 3γ seront abordés dans ce chapitre, il s'agit de : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, l'effet Rayleigh, l'ionisation et les processus optiques.

Un modèle dans Geant4 est un groupe de classes C++ dont les méthodes implémentent les

détails d'un processus physique. Un ou plusieurs modèles peuvent être associés à un processus. Geant4 dispose de plusieurs modèles pour les processus électromagnétiques : les modèles standards adaptés pour les hautes énergies et les modèles basse énergie.

3.3.3.1 Modèles électromagnétiques

Modèles *Standard*

Les modèles Standard de Geant4 décrivent les interactions électromagnétiques des particules chargées, des photons γ et optiques. Ces modèles sont valables dans une gamme d'énergie de 1 keV à 10 PeV [66]. Les approches physiques de ces modèles sont optimales pour les applications à haute et à moyenne énergie. Le développement et la maintenance des sous-modules de Geant4 de ces modèles sont réalisés par le groupe "The electromagnetic (EM) physics working group".

Modèles *Low Energy*

D'autres implémentations des processus physiques électromagnétiques pour les photons, les électrons, les hadrons et les ions ont été mises en œuvre dans Geant4 afin de prolonger la gamme de validité des interactions des particules à des énergies plus basses que celles disponibles dans les modèles *Standard* de Geant4. Ces implémentations sont appelées les modèles *Low Energy*. Ils sont basés sur les données de la bibliothèque Livermore, sur les bases de données ICRU73 ou sur le code Monte Carlo Penelope. Depuis la version 9.3 de Geant4, les modèles *Low Energy* adoptent la même conception de logiciels que les modèles *Standard*.

Le besoin de prise en compte de la structure des cortèges atomiques est plus important pour les énergies faibles que pour les énergies plus élevées, et c'est pourquoi les modèles *Low Energy* utilisent directement les bases de données des sections efficaces impliquant ces cortèges. Les processus *Standard*, qui sont optimisés pour les applications de la physique à haute énergie, s'appuient sur des paramétrisations de ces données.

Les processus *Low Energy* comprennent l'effet photo-électrique, la diffusion Compton, la diffusion de Rayleigh, la conversion γ , le rayonnement de freinage et l'ionisation. La fluorescence des atomes excités est également envisagée dans ces modèles. L'implémentation actuelle des processus *Low Energy*, dans la version 9.4 de Geant4, est valable pour les énergies jusqu'à 250 eV et ces modèles peuvent être utilisés jusqu'à 100 GeV. Les éléments de numéro atomique compris entre 1 et 99 sont, ici, pris en compte [67].

3.3.3.2 Processus physiques dans les modèles *Low Energy*

Comme notre application d'imagerie 3γ se situe dans le domaine des basses énergies, les modèles *Low Energy* de Geant4 sont donc adaptés à la simulation des processus physiques concernés tels que : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh, l'ionisation par les électrons, la relaxation atomique et les processus optiques. La création de paires

sera négligée parce qu'elle est quasiment absente lors de l'interaction d'un rayonnement γ du ^{44}Sc dans le xénon liquide (voir paragraphe 2.2.1).

Tout processus comprend deux phases distinctes dans la simulation Monte Carlo : le calcul de la section efficace totale et la génération de l'état final. Les données utilisées pour déterminer les sections efficaces et échantillonner l'état final sont extraites d'un ensemble de bibliothèques de référence *Evaluated Nuclear Data Libraries* :

- EPDL97 (Evaluated Photon Data Library) [68],
- EEDL (Evaluated Electron Data Library) [69],
- EADL (Evaluated Atomic Data Library) [70],
- Les données des pouvoirs d'arrêt,
- Les valeurs d'énergie de liaison à partir des données de Scofield.

Les données d'une bibliothèque référence sont produites suivant un processus de comparaison critique, sélection, renormalisation et moyenne des données expérimentales disponibles, normalement complétées par des modèles de calcul [71].

Calcul des sections efficaces totales

La dépendance en énergie de la section efficace totale est déduite des bibliothèques de référence pour chaque processus. Étant donné que les bibliothèques fournissent des sections efficaces pour des valeurs discrètes de l'énergie incidente, la section efficace totale à une énergie E donnée, est obtenue par interpolation suivant la formule suivante :

$$\log(\sigma(E)) = \frac{\log(\sigma_1) \log(E_2/E) + \log(\sigma_2) \log(E/E_1)}{\log(E_2/E_1)}, \quad (3.1)$$

où E_1 et E_2 sont respectivement les énergies inférieure et supérieure les plus proches de E pour lesquelles des données (σ_1 et σ_2) sont disponibles.

Un seuil en énergie pour générer une nouvelle interaction est défini pour chaque processus ; il est égale à 250 eV par défaut, mais l'utilisateur peut le modifier pour une valeur inférieure ou supérieure.

Le libre parcours moyen d'une particule d'énergie E pour un processus donné est calculé par :

$$\lambda = \frac{1}{\sum_i \sigma_i(E) \cdot n_i}, \quad (3.2)$$

où $\sigma_i(E)$ est la section efficace microscopique totale du processus considéré à l'énergie E et n_i est la densité atomique du i -ème élément contribuant à la composition de matériau.

Effet photoélectrique

La section efficace de l'effet photoélectrique à une énergie donnée E est calculée comme il est décrit dans 3.3.3.2.

L'énergie cinétique de l'électron libéré est la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison de l'électron avant l'interaction. La sous-couche, à partir de laquelle l'électron est émis, est choisie au hasard en fonction des sections efficaces relatives de toutes les sous-couches, déterminées à l'énergie donnée, par interpolation des données évaluées des sections efficaces dans la bibliothèque EPDL97.

Pour décrire la distribution angulaire du photoélectron émis, Geant4 dispose de trois modèles : *G4PhotoElectricAngularGeneratorSimple*, *G4PhotoElectricAngularGeneratorSauterGavrila* et *G4PhotoElectricAngularGeneratorPolarized*. Nous utilisons le modèle utilisé par défaut dans Geant4 qui est *G4PhotoElectricAngularGeneratorSauterGavrila*.

Effet Compton

L'interaction Compton a été présentée dans le chapitre 2 sous une forme simple et approximative, où les électrons atomiques cibles sont considérés libres et au repos. Dans ce cas, les sections efficaces différentielle et totale sont données par l'expression analytique de Klein et Nishina. Or, dans les atomes réels, les électrons ne sont jamais libres ni au repos. L'énergie des photons diffusés est élargie par les mouvements des électrons liés conduisant à l'effet *Doppler broadening*. La distribution angulaire des photons diffusés est aussi modifiée. Le *Doppler broadening* est important dans les techniques d'imagerie basées sur la diffusion Compton des rayons γ d'énergies inférieures à environ 100 keV [72].

Ces effets ont été estimées à des degrés divers de sophistication. À l'heure actuelle le traitement le plus couramment employé utilise la fonction de diffusion $S(q, Z)$, où q est le transfert d'impulsion dépendant de l'énergie du photon incident et de son angle de diffusion [73], et Z le numéro atomique de l'atome associé à l'électron cible.

Dans les modèles Low Energy de Geant4, la section efficace totale à une énergie donnée E est calculée comme décrit au paragraphe 3.3.3.2.

Dans ces modèles, la distribution angulaire et l'énergie du photon diffusé sont données par le produit de la formule de Klein-Nishina $\Phi(\varepsilon)$ et de la fonction de diffusion $S(q, Z)$ (notée $S(q)$ pour un un matériau donné).

$$P(\varepsilon, q) = \Phi(\varepsilon) \times S(q). \quad (3.3)$$

La variable ε est le rapport de l'énergie E' du photon diffusé et de l'énergie E du photon incident. Le transfert de l'impulsion est donné par : $q = E \times \sin^2(\theta/2)$, où θ est l'angle polaire de

direction du photon diffusé par rapport à la direction du photon incident. La fonction $\Phi(\varepsilon)$ est obtenue par :

$$\Phi(\varepsilon) \cong \left(\frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon \right) \times \left(1 - \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon^2} \sin^2 \theta \right). \quad (3.4)$$

La méthode d'échantillonnage de l'état final est basée sur les méthodes Monte Carlo de la composition et le rejet avec la fonction $S(q)$ inclus dans la fonction de rejet

$$g(\varepsilon) = \left(1 - \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon^2} \sin^2 \theta \right) \times S(q), \quad (3.5)$$

avec $0 < g(\varepsilon) < Z$. Des valeurs de $S(q)$ sont obtenues à chaque valeur de q par l'interpolation des données pour Z .

La valeur de l'angle polaire θ est déduite de la valeur échantillonnée de ε . En azimut, les distributions angulaires du photon diffusé et de l'électron de recul sont considérées comme isotropes.

Comme la diffusion incohérente se produit principalement sur les sous-couches électroniques les plus externes, les énergies de liaison peuvent être négligées.

Le vecteur d'impulsion du photon diffusé, \vec{P}'_γ , est transformé dans le système de coordonnées dit *world*. L'énergie cinétique et l'impulsion de l'électron de recul sont alors

$$\begin{aligned} T_{el} &= E - E' \\ \vec{P}_{el} &= \vec{P}_\gamma - \vec{P}'_\gamma. \end{aligned}$$

Effet Rayleigh

Comme pour les deux effets précédents, la section efficace totale de l'effet Rayleigh dans les modèles *Low Energy* est calculée comme décrit dans 3.3.3.2.

L'angle θ du photon diffusé de façon cohérente est échantillonné selon la répartition du produit obtenu à partir de la formule de Rayleigh $(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta$ et du carré du facteur de forme de Hubbel $FF^2(q)$ [74]

$$\Phi(E, \theta) = (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta \times FF^2(q), \quad (3.6)$$

où $q = 2E \sin(\theta/2)$ est le transfert de l'impulsion.

Aux basses énergies, le facteur de forme est isotrope et n'affecte pas la distribution angulaire. Par contre, à des énergies plus élevées les facteurs de forme sont très grands vers l'avant et dominant la forme de la distribution angulaire des photons diffusés de façon cohérente [74]. La direction azimutale du photon diffusé est choisie au hasard.

Ionisation électronique

La classe *G4LowEnergyIonisation* calcule la perte continue de l'énergie due à l'ionisation électronique et simule la production du rayonnement δ par les électrons. La perte d'énergie d'un

électron ayant l'énergie incidente, T , est exprimée par la somme des contributions de toutes les couches atomiques, s , et est intégrée sur l'énergie, t , des électrons δ :

$$\frac{dE}{dx} = \sum_s \left(\sigma_s(T) \frac{\int_{0.1\text{eV}}^{T_c} t \frac{d\sigma}{dt} dt}{\int_{0.1\text{eV}}^{T_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt} \right), \quad (3.7)$$

où $T_{max} = 0,5T$ est l'énergie maximum transférée à un électron δ , $\sigma_s(T)$ la section efficace totale de la couche, s , pour l'énergie cinétique incidente, T , et 0.1eV est la limite minimum de l'énergie des données EEDL. La section efficace de production de l'électron δ est donnée par :

$$\sigma(T) = \sum_s \left(\sigma_s(T) \frac{\int_{T_c}^{T_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt}{\int_{0.1\text{eV}}^{T_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt} \right). \quad (3.8)$$

La section efficace partielle de sous-couche, σ_s , est obtenue par une interpolation des données de sections efficaces dans la bibliothèque EEDL [69] suivant la formule 3.1.

La probabilité d'émission d'un électron η d'énergie cinétique t , par la sous-couche, s , d'énergie de liaison B_s , suite à l'interaction d'un électron d'énergie cinétique T , est décrite par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{P(x)}{x^2}, \quad \text{avec } x = \frac{t + B_s}{T + B_s}, \quad (3.9)$$

où le paramètre x varie de $x_{min} = (0,1\text{eV} + B_s)/(T + B_s)$ à 0.5 . La fonction $P(x)$ est différemment paramétrée dans trois régions de x .

L'échantillonnage de l'état final se déroule en trois étapes. D'abord, une couche est choisie au hasard, puis l'énergie de l'électron δ est échantillonnée, enfin l'angle d'émission d'électron diffusé et du rayonnement δ est déterminé. L'interaction laisse l'atome dans un état excité, et la désexcitation de l'atome est simulée comme décrit par la suite.

Relaxation atomique

La relaxation atomique peut être déclenchée par des interactions électromagnétiques comme l'effet photoélectrique ou l'ionisation, qui laissent l'atome dans un état excité. La bibliothèque EADL (pour The Livermore Evaluation Atomic Data Library)[70] contient des données pour décrire la relaxation des atomes. Les données dans l'EADL comprennent les transitions radiatives et non radiatives pour chaque sous-couche de chaque élément, pour $Z = 1$ à 100 .

L'atome est ionisé par un processus qui éjecte un électron de l'atome, laissant une place vacante ou «trou» dans une sous-couche donnée. Les données EADL sont utilisées pour calculer le spectre complet radiatif et non radiatif des rayons X et des électrons émis quand l'atome retourne à la neutralité. La désexcitation non radiative peut se produire par l'intermédiaire de l'effet Auger (des vacances initiales et secondaires sont dans des couches différentes) ou l'effet Coster-Kronig (transitions au sein de la même couche).

3.3.3.3 Physique des photons optiques

Un photon est appelé optique si sa longueur d'onde est plus grande que la distance atomique typique, par exemple lorsque $\lambda \geq 10$ nm ce qui correspond à une énergie $E < 100$ eV. La production d'un photon optique dans un détecteur HEP (pour : High Energy Physics) est principalement due à :

- l'effet Čerenkov ;
- la scintillation.

Les photons optiques subissent trois types d'interactions :

- la diffusion Rayleigh ;
- l'absorption ;
- l'interaction avec les frontières du milieu.

Effet Čerenkov : Le rayonnement de Čerenkov se produit lorsqu'une particule chargée se déplace à travers un milieu dispersif plus rapidement que la vitesse de la lumière dans ce milieu. Les photons sont émis sur la surface d'un cône, dont l'angle d'ouverture par rapport à la direction instantanée de la particule diminue à mesure que la particule se ralentit. Dans le même temps, la fréquence des photons émis augmente, et leur nombre produit diminue. Soit l'indice de réfraction du milieu dispersif n , v_p la vitesse d'une particule chargée dans ce milieu, l'effet Čerenkov se produit si $c/n < v_p$, et dans ce cas, l'angle d'ouverture du cône est obtenu par : $\cos\theta = 1/\beta n$, où $\beta = v_p/c$.

Le flux, le spectre, la polarisation et l'émission de rayonnement Čerenkov dans Geant4 suivent des formules bien connues [67].

Scintillation : Chaque matériau scintillant a un rendement lumineux caractéristique, Y (photons/MeV), et une résolution intrinsèque qui élargit généralement la distribution statistique à cause des impuretés qui sont typiques des cristaux dopés tels que NaI(Tl) et CsI(Tl). Le rendement moyen peut avoir une dépendance non-linéaire sur le dépôt d'énergie local. Les scintillateurs ont également un spectre de répartition dans le temps avec une ou plusieurs constantes de décroissance exponentielle, t_i . Ce sont des paramètres empiriques typiques pour chaque matériau.

La génération de lumière de scintillation peut être simulée par l'échantillonnage du nombre de photons à partir d'une distribution de Poisson. Le nombre moyen de photons est calculé à partir de l'énergie perdue lors d'un pas dans un matériau et tient compte des propriétés de scintillation de cette matière. La fréquence de chaque photon est échantillonnée à partir des spectres empiriques. Les photons sont générés uniformément le long du segment de trajectoire et sont émis uniformément dans 4π avec une polarisation linéaire aléatoire.

Diffusion Rayleigh : cet effet est généralement important pour les photons optiques. La section efficace différentielle de la diffusion de Rayleigh, $d\sigma/d\Omega$, est proportionnelle à $\cos^2 \theta$, où θ est l'angle polaire de la nouvelle polarisation par rapport à l'ancienne. Cet angle est échantillonné en conséquence, puis la nouvelle direction du photon diffusé est calculée en exigeant qu'elle soit perpendiculaire à la polarisation de celui-ci de telle sorte que la direction finale, les polarisations initiales et finales sont toutes dans le même plan. Un photon qui n'a pas de polarisation lors de la production peut ne pas être diffusé par l'effet Rayleigh. L'utilisateur peut fournir la longueur de Rayleigh pour l'utiliser dans ce processus.

Absorption : dans ce processus le photon est simplement absorbé et disparaît. L'utilisateur doit fournir les données empiriques pour la longueur d'absorption.

Interaction avec les frontières du milieu : quand un photon arrive à la frontière d'un milieu diélectrique, son comportement dépend de la nature des deux matériaux que cette frontière séparent :

- Cas diélectrique → diélectrique : le photon peut être transmis ou réfléchi.
- Cas diélectrique → métal : le photon peut être absorbé par le métal ou réfléchi dans le diélectrique. Si le photon est absorbé, il peut être détecté en fonction de l'efficacité de photoélectrons du métal.
- Cas diélectrique → matériau noir : le photon est immédiatement absorbé et non détecté.

3.3.4 Principe de *tracking* dans Geant4

Quelques définitions sont nécessaires avant de parler du mécanisme du *tracking* dans Geant4.

La trajectoire (Track) : la trajectoire est le suivi complet d'une particule depuis sa création jusqu'à sa disparition. *G4Track* conserve les informations de la particule (énergie, impulsion, position, temps,...) en cours de suivi, et contient aussi les informations statiques (masse, charge, ...). La trajectoire est mise à jour après l'application de chacun des processus.

Le pas (Step) : représente la trajectoire d'une particule entre deux interactions discrètes (photoélectrique, Compton, ...). *G4Step* stocke les informations transitoires du pas. Cela inclut les deux extrémités du pas, *PreStepPoint* et *PostStepPoint*. Il stocke aussi les changements de la trajectoire entre ces deux extrémités.

Dans Geant4, l'algorithme de *tracking* de toutes les particules est défini par les étapes suivantes :

- Chaque processus applicable à la particule propose une longueur de pas basée sur un calcul particulier à ce processus. La distance à la plus proche frontière du volume suivant est calculée. Le pas ayant la longueur la plus petite est appliqué en prenant en compte la distance à la frontière juste définie. Dans le cas d'un processus temporel (désintégration, fission, ...), le temps le plus petit est choisi.
- Tous les processus physiques continus sont invoqués.
- La trajectoire est mise à jour par la mise à jour de l'énergie cinétique, la position et le temps. En parallèle les particules secondaires sont stockées.
- Si l'énergie cinétique est totalement dissipée, les processus au repos (*atRest*) sont invoqués. Dans le cas contraire, les processus physiques discrets sont invoqués. L'énergie, la position et le temps sont mis à jour et les particules secondaires sont enregistrées.
- La trajectoire est testée si elle est terminée ou non.
- Si le pas est limité par la frontière du volume, la particule entre dans le volume suivant.
- Il y a l'invocation des interventions de l'utilisateur, traitement et enregistrement de données de la trajectoire.
- Mise à jour des livres parcours moyens des processus discrets. Si la particule mère est encore en vie, il faut rétablir la longueur maximum d'interaction du processus discret qui s'est produit.

Exemple de *tracking* d'un photon γ dans le xénon liquide

La figure 3.2 représente un exemple de tracking d'un photon γ de 511 keV dans le xénon liquide. La trajectoire de chaque particule est caractérisée par une couleur différente et chaque étape est représentée par une flèche.

Toute particule dans Geant4 est identifiée par un numéro d'identification de trajectoire (TrackID) qui définit le (ParentID) de ses fils. Il faut noter que l'énergie déposée dans le détecteur est de l'énergie perdue qui n'est pas accompagnée par la création d'une particule secondaire.

L'interaction du photon incident γ_1 par l'effet Compton génère un électron e_1^- qui dépose son énergie par deux processus : le limiteur de pas et l'ionisation. Après la diffusion Compton, le photon γ_1 interagit par l'effet photoélectrique pour générer un deuxième électron secondaire et un photon γ_2 . l'électron généré e_2^- est soumis, comme e_1^- , au processus de limiteur de pas et au processus d'ionisation. Le photon γ_2 est, en fait, un photon X issu du réarrangement du cortège électronique d'un atome de xénon. Ce photon subit deux diffusion Rayleigh et un effet

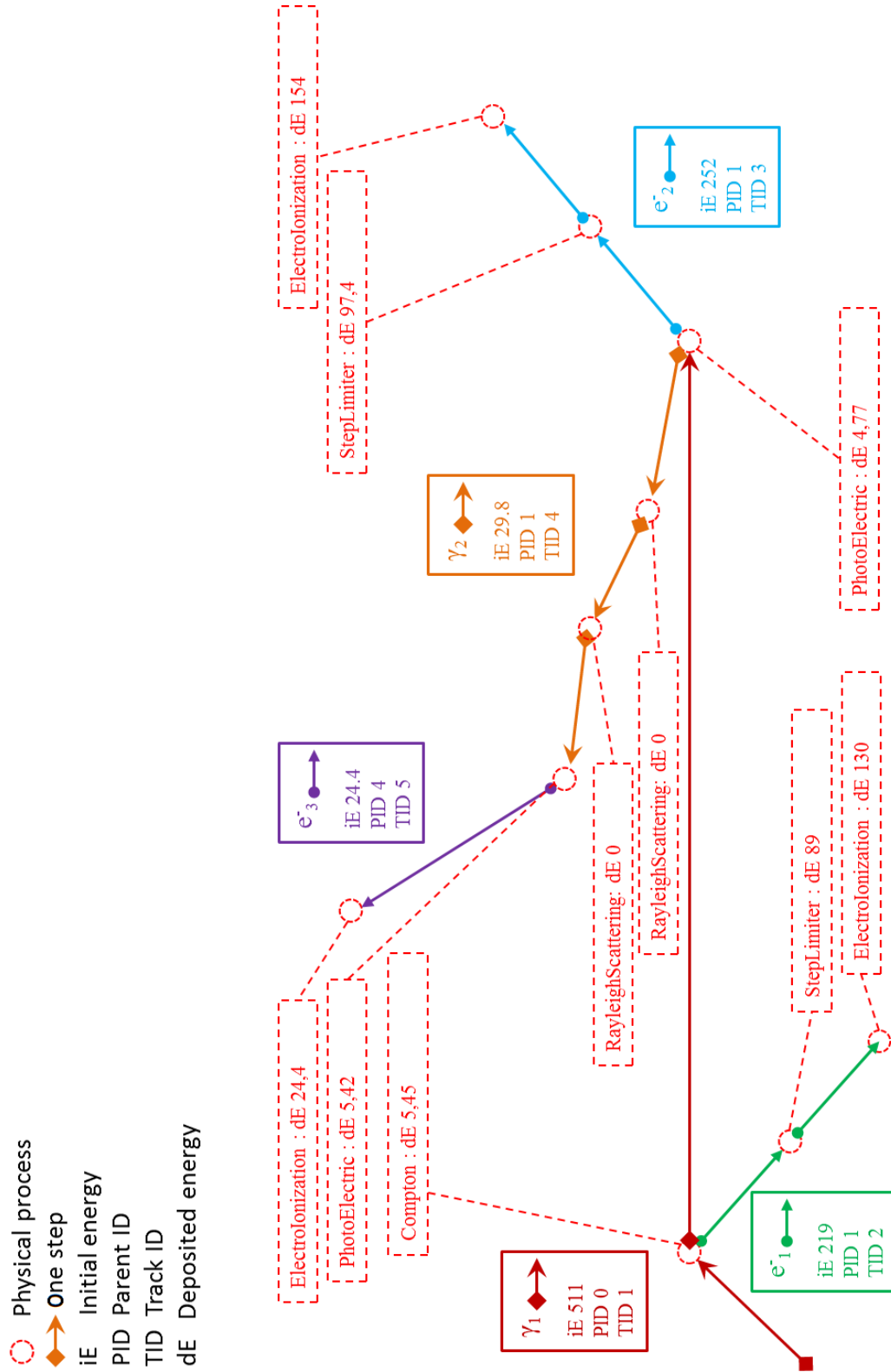


FIGURE 3.2 – Exemple de tracking de Geant4 d'un photon γ de 511 keV dans le xénon liquide.

photoélectrique par la suite qui donne naissance à un électron e_3^- déposant son énergie par un processus d'ionisation.

3.4 GATE : une interface de Geant4 pour l'imagerie médicale et la radiothérapie

GATE (pour GEANT4 Application for Tomographic Emission) est un logiciel avancé et open source, basé sur Geant4. Il est développé par la collaboration internationale OpenGATE et dédié à la simulation numérique de l'imagerie médicale et de la radiothérapie [75]. Il a été initialement dédié à la simulation d'exams de médecine nucléaire (scintigraphie, TEMP et TEP) [76], mais, à partir de sa sixième version majeure GATE V6, il inclut la simulation de la radiothérapie et de la CT (Computed Tomography) [77].

La collaboration OpenGATE, associant une vingtaine de laboratoires, est chargée d'assurer les développements, la documentation et la validation de GATE en fonction des distributions publiques de GEANT4. De 2004 à 2012, quinze distributions de GATE ont été rendues publiques. La dernière version GATE 6.2.0 a été distribuée en septembre 2012. La communauté d'utilisateurs est estimée à 1500 personnes dans le monde.

En utilisant un mécanisme de macros facile à apprendre pour l'utilisateur afin de configurer des paramètres expérimentaux simples ou plus sophistiqués, GATE joue désormais un rôle clé dans la conception de nouveaux appareils d'imagerie médicale, dans l'optimisation des protocoles d'acquisition et dans le développement et l'évaluation d'algorithmes de reconstruction d'image et les techniques de correction. Il peut également être utilisé pour calculer la dose reçue dans des expériences de radiothérapie.

3.4.1 Structure de GATE

La structure de GATE est présentée dans la figure 3.3 [78]. Le noyau de GATE, développé en C++, définit ses principaux outils et fonctionnalités. La couche application est un ensemble extensible de classes C++ basées sur ce noyau. Au-dessus de la couche application, il y a le niveau utilisateur. À ce niveau, il est possible de simuler des dispositifs complexes à partir d'une version étendue de langage de script spécifique à Geant4.

Les bibliothèques de GEANT4 sont encapsulées dans la couche développeur, cette couche est constituée des couches noyau et application. Elle est construite à partir des différentes classes qui fournissent les fonctionnalités les plus générales de GATE. Ces classes définissent quels outils sont disponibles, ce que les développeurs peuvent faire et comment ils peuvent le faire.

La couche noyau comprend des classes de base qui sont communes, voire obligatoires pour

toutes les simulations basées sur Geant4, telles que celles qui sont impliquées dans la construction de la géométrie, la physique des interactions, la génération d'événements et la gestion de la visualisation. En outre, cette couche inclut des classes qui sont spécifiques aux simulations GATE. Ainsi, la couche noyau définit les mécanismes de base disponibles dans GATE pour la définition de la géométrie, la gestion du temps, la définition de la source, la modélisation d'électronique du détecteur et la sortie de données.

La couche application est composée de classes dérivées à partir des classes de la couche noyau pour modéliser des objets ou des processus spécifiques. Par exemple, la couche noyau définit la classe de base des volumes, et la couche application comprend toutes les classes dérivées de la modélisation des volumes spécifiques, notamment des boîtes, des sphères, des cylindres et des trapèzes. Ainsi, la gamme des fonctionnalités disponibles dans GATE peut augmenter à mesure que de nouvelles classes d'applications sont développées, tandis que la structure générale reste inchangée.

Dans **la couche utilisateur**, Geant4 fournit des mécanismes pour exécuter des simulations à la fois de manière interactive ou à l'aide de scripts. Un principe important de GATE est que chaque classe doit fournir des extensions dédiées à la classe interpréteur de commande, de sorte que la fonctionnalité fournie par la classe est aussi disponible par le biais des commandes de script. Les utilisateurs finaux de GATE n'ont donc pas besoin de coder en C++. La mise en place complète d'une expérience en médecine nucléaire peut être facilement définie en utilisant le langage de script.

La simulation de notre système d'imagerie 3γ nous a demandé de travailler sur les trois couches. Nous utilisons bien sûr le niveau utilisateur pour construire la partie la plus grande de notre géométrie, l'implémentation des processus physiques et la génération des particules. Comme GATE n'assure pas la simulation de la TPC, nous avons ajouté plusieurs classes à la couche application afin d'ajouter des modules à la géométrie et pour simuler la réponse de notre détecteur. Enfin, pour simuler un système d'imagerie complet à 3γ , nous avons appliqué des modifications dans la couche noyau en ajoutant ou modifiant des méthodes et des données membres dans les classes de base de GATE.

3.4.2 Caractéristiques de GATE

a) Facilité d'utilisation

L'utilisateur de GATE peut décrire, initialiser et exécuter une simulation en utilisant uniquement un fichier texte contenant des lignes de commandes, sans aucune connaissance de C++. Grâce au langage script de GATE, il est possible de développer une simulation bénéficiant de Geant4 et de modifier les paramètres aisément.

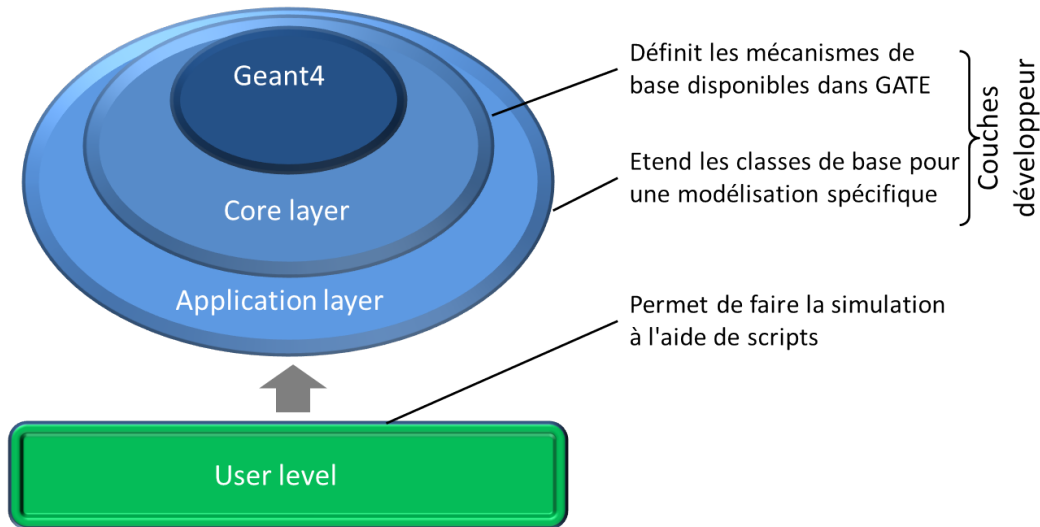


FIGURE 3.3 – L'architecture de GATE

b) Facilité pour le développement

Le code GATE est écrit en C++ et possède ainsi une structure objet hiérarchisée, et est également de type multi-couches. Ce qui permet aisément l'implémentation de nouvelles fonctionnalités.

c) Systèmes prédéfinis

La plupart des appareils d'imagerie en médecine nucléaire sont construits suivant des concepts géométriques similaires. GATE facilite la simulation d'un appareil d'imagerie grâce aux systèmes prédéfinis. Il existe six systèmes : scanner, SPECTHead, cylindricalPET, ecat, CPET et OPET.

d) Mouvements

La gestion des mouvements au cours d'une simulation constitue une spécificité majeure de GATE. Il est possible de décrire la dépendance en temps de la géométrie de tout volume, pouvant représenter une source, un détecteur ou bien même un fantôme. Comme GEANT4 a besoin d'une géométrie statique au cours d'une simulation, les mouvements sont reproduits dans GATE en divisant le temps total en périodes élémentaires statiques. À chaque période, la géométrie et l'activité des sources sont mises à jour.

3.4.3 Architecture de la simulation dans GATE

La simulation d'un système d'imagerie avec GATE nécessite de définir les étapes suivantes : la construction du détecteur et du fantôme, l'implémentation des processus physiques à utiliser, la définition du modèle du détecteur, la définition des sources et la spécification des données de sortie [79].

Construction du détecteur et du fantôme : la géométrie et les matériaux

La géométrie de la simulation est basée sur des volumes. Tous les volumes sont reliés entre eux suivant une structure arborescente où chaque branche représente un volume. Chaque volume est caractérisé par la forme, la taille, la position et la composition des matériaux. Le matériau par défaut affecté à un nouveau volume est de l'air. La liste des matériaux disponibles est définie dans un fichier texte où l'utilisateur peut ajouter ses propres matériaux. Il est possible de construire n'importe quelle géométrie dans GATE, mais il est aussi possible de profiter des systèmes déjà définis dans GATE comme : *CylindricalPET*, *SPECTHead*, *scanner*, ...etc. La construction du fantôme suit le même principe que celui de la caméra. Pour enregistrer les informations des interactions dans un volume, il doit être déclaré comme détecteur sensible (*sensitive detector*).

Définitions des processus physiques

Les processus physiques d'intérêt doivent être spécifiés. GATE utilise les modèles de processus physiques dont Geant4 dispose. Il est possible de choisir ces processus pour chaque type de particule, et aussi de personnaliser la simulation en définissant les seuils de production, les coupures, les options électromagnétiques, etc.

Installation du digitizer

La sortie de base de GATE est une collection de *hits* dans laquelle les données telles que la position, le temps et l'énergie de chaque *hit* sont stockées. L'histoire d'une particule est ainsi enregistrée par tous les *hits* générés le long de sa trajectoire. L'objectif du digitizer est de simuler la réponse du détecteur pour construire des observables physiques (énergie, temps, ...) à partir des hits, et de modéliser la lecture du signal et des logiques de déclenchement. Le digitizer dispose d'une grande variété de modules comme : *blurring*, *crosstalk*, *thresholder*, ...etc, pour simuler les données numérisées qui sortent de l'électronique *FrontEnd*. Il peut contenir une ou plusieurs séries en parallèle, chaque série pouvant contenir un ou plusieurs modules insérés en série.

Définitions des sources

Dans GATE, une source est représentée par une forme géométrique dans laquelle les particules (positons, gamma, ions, protons, ...) sont émises. L'utilisateur peut définir la géométrie de la source (point, surface, volume) et ses caractéristiques telles que la direction d'émission, la distribution de l'énergie, et l'activité. La durée de vie des sources instables (ions radioactifs) est généralement obtenue à partir de la base de données GEANT4, mais elle peut également être réglée par l'utilisateur.

Stockage des données de simulation

GATE dispose de plusieurs types de format pour stocker les informations de sortie de la

simulation. Les formats ASCII et ROOT sont disponibles pour tous les systèmes. De plus, il dispose d'autres formats pour certains types de systèmes comme : Interfile, LMF, et ECAT.

3.4.4 Simulation des photons optiques dans GATE

Beaucoup de caméras de PET et SPECT utilisent des cristaux scintillants comme milieu de détection. Pour ce type de détecteurs, GATE dispose de la possibilité de générer, de faire le *tracking* et de détecter les photons optiques pour étudier, par exemple, l'influence de l'état de surface et des propriétés des matériaux sur les performances du détecteur.

GATE utilise la physique de Geant4 pour générer, suivre et détecter les photons optiques, cette physique a été déjà présentée dans ce chapitre, mais l'utilisateur de GATE doit préciser les propriétés optiques des matériaux et des surfaces pour simuler les photons optiques dans son application. Concernant le digitizer, GATE dispose d'un seul module qui sert à une collecte simple des photons optiques détectés.

3.4.4.1 Propriétés optiques du matériau

Les propriétés optiques d'un matériau doivent être fournies dans un fichier de format "xml". Dans ce fichier il y a plusieurs paramètres qui seront présentés par la suite.

Le nombre N_{ph} des photons optiques émis, suite à une quantité d'énergie déposée, est donné par une distribution normale. Pour calculer N_{ph} , il faut fournir à GATE le taux de scintillation Y_s qui est le nombre moyen de photons générés par unité d'énergie absorbée. Ainsi, le nombre moyen μ_N de photons générés à partir d'une quantité d'énergie déposée E par une particule incidente dans le scintillateur est donné par la formule suivante :

$$\mu_N = E \times Y_s, \quad (3.10)$$

et l'écart type par :

$$\sigma_N = k_{rs} \sqrt{\mu_N}. \quad (3.11)$$

Le facteur k_{rs} est appelé *RESOLUTIONSCALE* ; il peut être calculé à partir de la résolution en énergie du scintillateur comme :

$$k_{rs} = \frac{R}{2.35} \sqrt{\mu_N}, \quad (3.12)$$

où R est la résolution en énergie (FWHM) pour l'énergie E .

Il est possible de définir deux composantes de décroissance exponentielle rapide et lente. Dans ce cas, l'utilisateur doit définir le rapport entre la décroissance rapide et la désintégration totale. Il faut aussi définir les deux constantes de temps respectives.

Pour permettre le transport de photons optiques à l'intérieur d'un matériau, au moins un indice de réfraction doit être défini. L'indice de réfraction peut être exprimé en fonction de l'énergie. En plus de l'indice de réfraction, il est également possible de définir une longueur d'absorption en fonction de l'énergie des photons optiques. Il faut noter qu'aucun photon optique ne sera transporté dans des matériaux dont l'indice de réfraction n'est pas défini : tous les photons optiques qui entrent dans le matériau auront disparu.

3.4.4.2 Surfaces

Une surface est créée entre deux volumes. Une fois la surface créée, ses propriétés (comme : l'indice de réfraction, la réflectivité, l'efficacité, etc) doivent être définies. Celles-ci sont stockées dans un fichier xml. Le type d'attribut peut être soit *dielectric_dielectric* ou *dielectric_metal*, pour modéliser une surface entre deux matériaux diélectriques ou entre un matériau diélectrique et un métal. Pour détecter les photons optiques il faut utiliser une surface *dielectric_metal*. Pour modéliser les interactions des photons optiques aux frontières entre deux milieux diélectriques, GATE utilise le modèle *UNIFIED* [79].

3.5 Physique de Geant4 dans le xénon liquide

Nous avons fait une étude de la physique de Geant4 (et de GATE) dans le xénon liquide afin de valider cette physique dans le xénon liquide, mais aussi pour choisir les paramètres physiques à utiliser dans la simulation de notre détecteur.

3.5.1 Comparaison des processus électromagnétiques avec NIST

Afin de vérifier la bonne application de la physique de Geant4 dans le xénon liquide, les sections efficaces des processus physiques régissant l'interaction des rayons γ ont été comparées avec celles obtenues dans les bases de données de NIST [22].

Pour cela nous avons fait une simulation d'une source ponctuelle de photons γ placée au centre d'un grand volume pour contenir toutes les interactions des photons γ . La figure 3.4 montre une comparaison des contributions relatives des processus physiques des photons γ en fonction de l'énergie avec celles obtenues par les bases de données de NIST. Le modèle physique utilisé ici pour simuler les processus physiques des photons γ est le modèle Livermore. La comparaison montre un accord quasi total entre la simulation et les données de NIST. Cet accord peut apparaître normal parce que Geant4 utilise les bases de données de NIST, mais cela

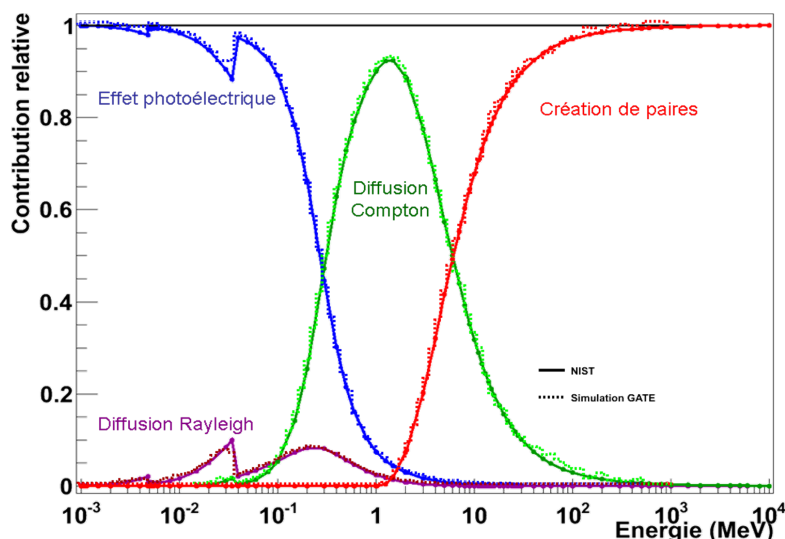


FIGURE 3.4 – Comparaison simulation-NIST des contributions relatives des processus électromagnétique dans le xénon liquide.

vérifie au moins la bonne application de ces données dans Geant4 et dans GATE.

Une autre comparaison des mêmes sections efficaces a été faite entre le modèle Livermore et le modèle Penelope. Cette comparaison illustrée par la figure 3.5 montre également un accord quasi complet entre ceux-ci ce qui montre la possibilité d'utiliser l'un ou l'autre de ces modèles. Cependant, nous allons utiliser le modèle Livermore dans la suite de notre travail.

3.5.2 Étude du limiteur de pas (*stepLimiter*)

Geant4 permet à l'utilisateur de limiter la longueur du pas parcouru par la particule par la détermination d'une longueur maximum de distance. Ce paramètre est appelé le limiteur de pas (*stepLimiter*). Il est important de bien choisir sa valeur. En effet, ce paramètre peut affecter la résolution spatiale du détecteur parce qu'il a un impact sur la diffusion de la particule simulée dans la matière. Plus la valeur du maximum du pas est petite, plus la simulation est réaliste et plus le nombre de hits générés est important ; par contre plus le temps de la simulation est important ainsi que le volume des fichiers de sortie. Il est important de faire un compromis entre la qualité de la simulation et le nombre de hits générés.

Afin de choisir la valeur du limiteur de pas, nous avons étudié, pour des électrons de 511 keV, l'impact de celui-ci sur l'extension maximale (qui est la distance maximale entre les hits générés par la particule simulée ou par ses descendantes).

La figure 3.6 montre une comparaison de l'extension maximale dans la propagation de ces

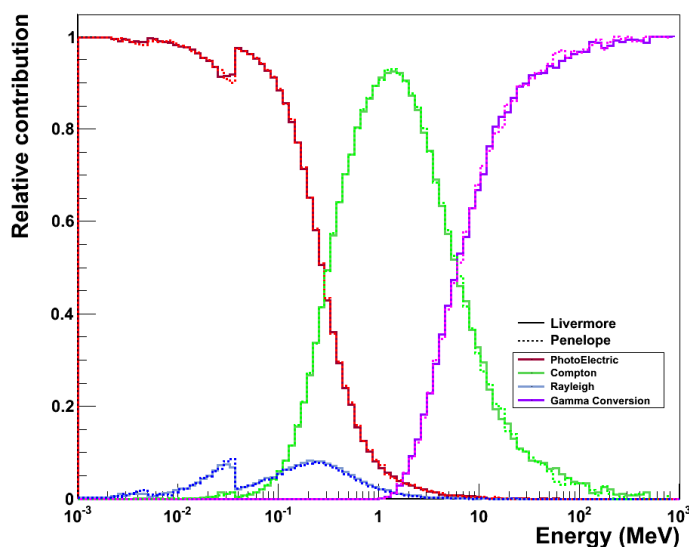


FIGURE 3.5 – Comparaison des contributions relatives des processus électromagnétique dans le xénon liquide entre le modèle Livermore et le modèle Penelope.

électrons pour trois valeurs du limiteur de pas qui sont 50, 200 et 400 μm . Nous constatons en analysant cette figure que plus la valeur du limiteur de pas est grande, plus la distribution de l'extension maximale est déformée. Cette déformation est due à un nombre insuffisant de hits générés.

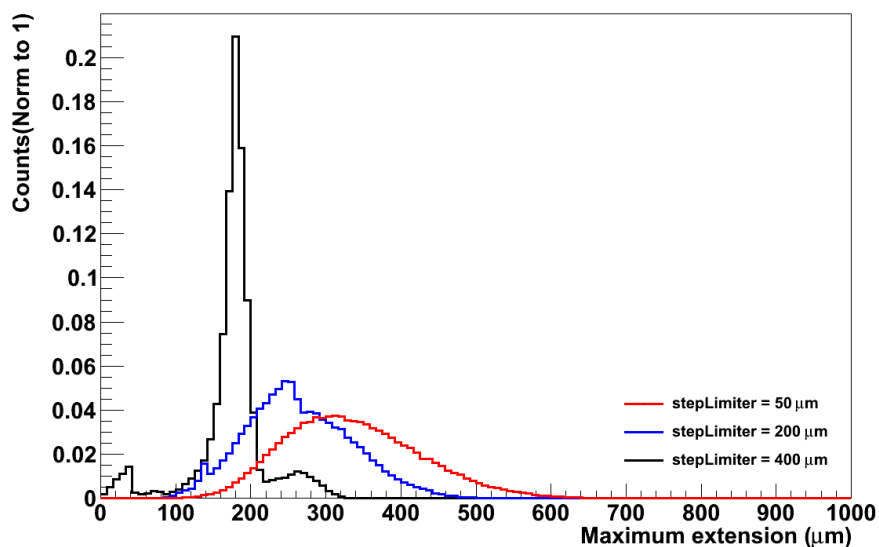


FIGURE 3.6 – Comparaison de l'extension maximale pour trois valeur du limiteur de pas.

De plus, nous constatons que l'augmentation de la valeur du limiteur de pas va diminuer la valeur moyenne de l'extension maximale. Dans le xénon liquide, l'extension maximale représente la diffusion du nuage électronique. Plus la diffusion de ce nuage est grande, plus il touche de pixels sur l'anode ce qui améliore la résolution spatiale de la détection de la position de l'interaction. Le limiteur de pas a alors un impact sur la résolution spatiale de notre détecteur. Cet impact est plus important pour les interactions proches de l'anode parce que pour les interactions éloignées, la taille du nuage électronique est dominée par la diffusion transverse par l'effet du champ électrique appliqué.

La figure 3.7 montre l'évolution de la moyenne de l'extension maximale du nuage électronique généré par des électrons de 511 keV dans le xénon liquide en fonction de la valeur du limiteur de pas. L'utilisation des valeurs très petites de limiteur de pas, de l'ordre du micromètre, va beaucoup augmenter le nombre de hits générés, voir figure 3.8. La différence de l'extension maximale correspondant à celles-ci est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres par rapport à l'extension maximale obtenue en appliquant des valeurs de limiteur de pas de quelques dizaines de micromètres. D'une part, cette différence a un impact négligeable par rapport aux tailles de nos pixels qui font quelques millimètres. D'autre part, la distribution de l'extension maximale commence à se déformer à partir d'une valeur de $200 \mu\text{m}$ pour le limiteur de pas. Dans ce contexte, nous avons choisi de faire nos simulations avec des valeurs allant de 50 à $100 \mu\text{m}$.

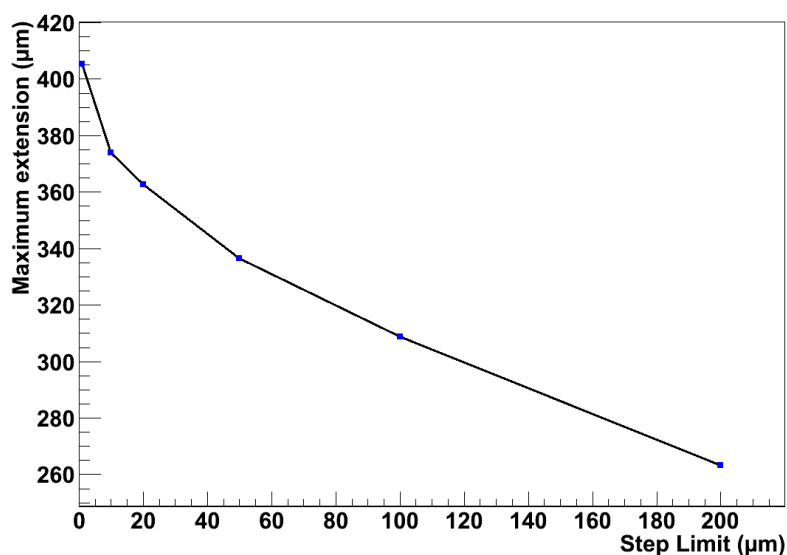


FIGURE 3.7 – L'évolution de l'extension maximale du nuage électronique généré par une source d'électrons de 511 keV dans le xénon liquide en fonction du limiteur de pas de l'électron.

Il faut noter que l'extension maximale du nuage électronique dépend aussi de l'énergie de

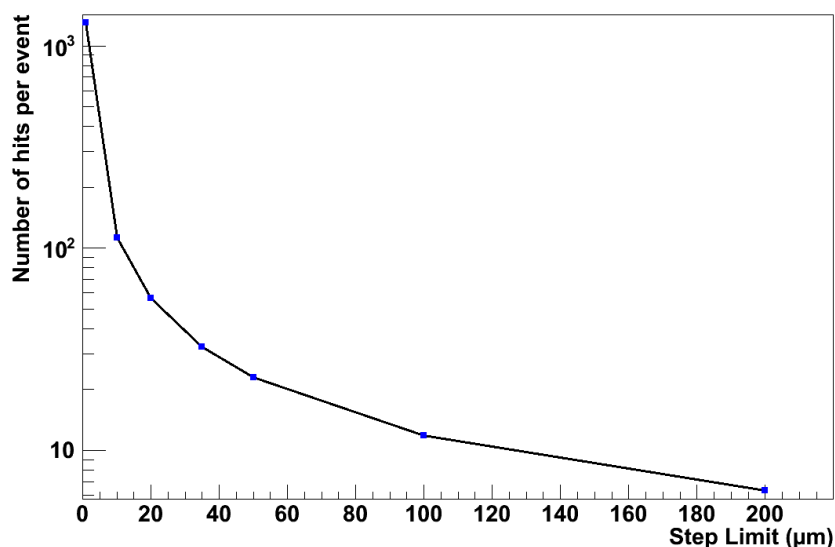


FIGURE 3.8 – L'évolution du nombre de hits générés par des électrons de 511 keV dans le xénon liquide en fonction du limiteur de pas de l'électron.

l'électron initiale puisque son parcours dépend de son énergie. le choix du limiteur de pas doit dépendre alors de cette énergie. De plus, ce choix dépend de la taille du pixel ; plus la taille du pixel est grande plus l'impact de l'extension maximale sur la résolution spatiale du détecteur est faible. L'étude de la dépendance du limiteur de pas en fonction de l'énergie de l'électron initiale et de la taille des pixels nécessitera un travail supplémentaire.

3.6 Conclusion

La simulation est un outil très important dans le domaine de l'imagerie nucléaire. Elle contribue à la conception du système d'imagerie, à l'estimation de ses performances et à réduire le coût de la réalisation d'un tel système.

Parmi les environnements de simulations Monte Carlo les plus efficaces en physique nucléaire est l'environnement Geant4. Cet environnement qui a été développé à l'origine pour les applications à hautes énergies dispose maintenant des modèles physiques pour les basses énergies qui sont le modèle Livermore et le modèle Penelope. Ces modèles prennent en compte l'influence des cortèges électroniques de l'atome dans le calcul de la section efficace de l'interaction et l'obtention de l'état final.

GATE est parmi les applications les plus importantes de Geant4 dans le domaine médical. Ce logiciel libre (*open source*) développé par la collaboration internationale OpenGATE est dédié à la simulation numérique de l'imagerie médicale et de la radiothérapie. En utilisant un mécanisme de macros facile à apprendre pour l'utilisateur, GATE permet de simuler des sys-

tèmes d'imagerie simples ou plus sophistiquées.

Afin de valider la physique de Geant4 dans le xénon liquide, les sections efficaces des processus physiques régissant l'interaction des rayons γ ont été comparées avec celles obtenues dans les bases de données de NIST. Cette comparaison montre un accord quasi total avec les données de NIST en utilisant le modèle Livermore ou le modèle Penelope.

Le choix de limiteur de pas a été étudié en fonction de son impact sur la diffusion du nuage électronique généré par des électrons de 511 keV. Cette étude montre qu'il est plus adapté d'utiliser des valeurs de quelques dizaines de micromètres pour celui-ci.

Chapitre 4

Développement de la simulation de la chambre à projection temporelle dans GATE

Une grande partie du travail effectué durant cette thèse ayant été centré sur la simulation du prototype XEMIS1, ce chapitre va en premier lieu décrire la géométrie simulée de ce prototype, la mise en place des processus physiques et la simulation de la source. Nous poursuivrons par une description du mécanisme de simulation du signal d'ionisation. Des comparaisons entre les résultats obtenus par cette simulation et les données réelles de notre détecteur seront présentées par la suite. Nous finirons par l'étude du signal de scintillation.

4.1 La structure générale de la simulation de la TPC

Comme pour la simulation de n'importe quel détecteur dans GATE, la simulation d'une TPC en milieu liquide passe par les étapes principales suivantes :

- Construction de la géométrie
- Mise en place des processus physiques
- Définition de la source
- Mise en place du modèle de détecteur.

Nous abordons les trois premières étapes ici, quant à la dernière, elle sera décrite en détails plus loin lors de la description de la construction du signal d'ionisation (paragraphe 4.2) et du signal de scintillation (paragraphe 4.3).

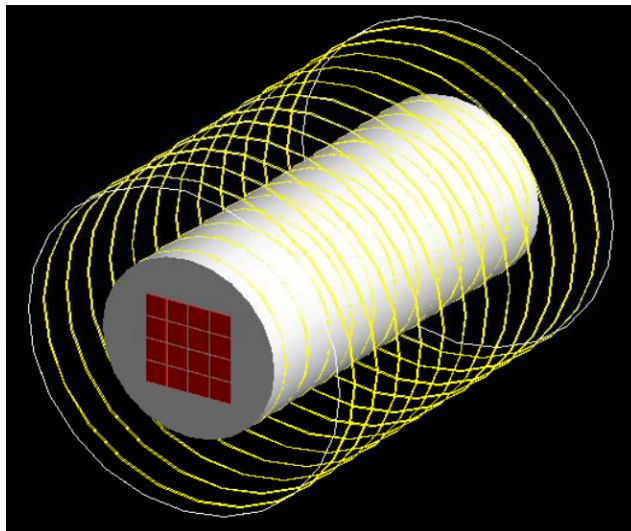


FIGURE 4.1 – Image extraite de GATE de la géométrie de la TPC simulée.

Matière	Composition	Densité (gr/cm^3)
LXe	Xe	3.04
Stainless	Fe, Cr and Ni	7.93
Copper	Cu	8.92
Aluminium	Al	2.7

TABLE 4.1 – Matériaux utilisés dans la simulation du prototype XEMIS1.

4.1.1 Construction de la géométrie

La figure 4.1 présente la géométrie simplifiée utilisée pour simuler notre TPC. Le dispositif est composé d'un cylindre de xénon liquide d'une hauteur de 12 cm selon l'axe Z et d'un rayon de 2.6 cm. Ce volume constitue la zone active de notre détecteur¹. Ce volume représente dans notre TPC réelle la zone du xénon liquide soumise au champ électrique. La zone active est entourée par un autre volume de xénon liquide qui remplit le cryostat interne. Ces deux zones, d'un point de vue géométrique, représentent un seul volume, mais leur différenciation est obligatoire pour définir uniquement la zone interne en tant que zone active. La zone active est entourée par 12 anneaux de champ en cuivre. Le tout est entouré par un volume cylindrique en acier qui représente le cryostat interne.

L'anode segmentée se trouve à l'entrée de la TPC, cet élément géométrique que nous avons ajouté à GATE sera décrit dans la suite. Le PM se trouve de l'autre côté de la zone active. Les matériaux utilisés dans notre géométrie de simulation sont décrits dans le tableau 4.1.

¹La zone active d'un détecteur (Sensitive detector dans GATE) est la zone dans laquelle les hits de Geant4 sont enregistrés

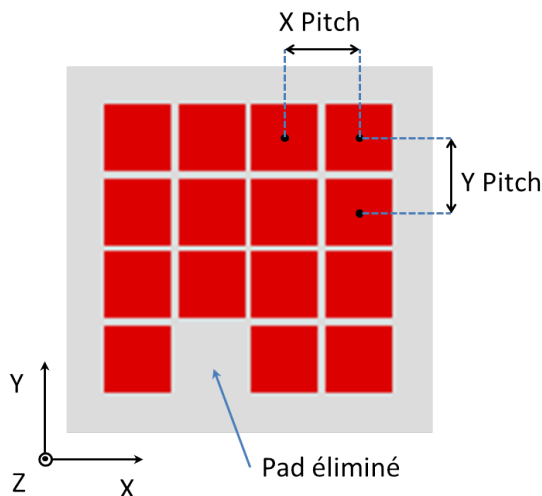


FIGURE 4.2 – Image extraite de GATE d'une anode à 15 pixels.

4.1.1.1 Nouvel élément géométrique pour simuler l'anode

Étant orienté vers les applications de l'imagerie médicale avec des cristaux scintillants et de la radiothérapie, GATE ne dispose pas de certains éléments de base pour simuler une TPC avec une anode segmentée par exemple. Nous avons donc ajouté un nouvel élément géométrique pour simuler l'anode segmentée avec GATE.

Cet élément est composé de plusieurs volumes, représentant les *pixels*, créés par la répétition du volume d'un seul pixel. L'anode, par conséquent, peut contenir n'importe quel nombre de pixels identiques. Tous les pixels doivent être dans un plan perpendiculaire à l'axe de dérive des charges, cette coordonnée est baptisée "Z". La forme du pixel peut être carrée ou rectangulaire, alors l'anode est caractérisée par deux pas (pitch) qui sont les distances entre les centres de deux pixels successifs sans espaces entre eux suivant les deux axes baptisés "X" et "Y".

Chaque pixel est caractérisé par son centre suivant X et Y, son bruit et son seuil électronique. L'anode peut s'adapter à n'importe quelle forme grâce à un filtre de répétition de volumes que nous avons ajouté à GATE. Le principe de ce filtre est d'éliminer la création de volumes qui ont les centres dans une zone géométrique définie par l'utilisateur. Notre TPC réelle avait un pixel mort, nous avons alors utilisé ce filtre de répétition pour éliminer ce pixel.

Finalement, l'utilisateur de GATE doit seulement donner le nom "Pad" au volume créé du pixel et répéter ce pixel comme n'importe quel volume et les paramètres de l'anode seront automatiquement calculés. La figure 4.2 présente l'anode créée pour notre simulation, cette anode a le même nombre de pixels avec les mêmes dimensions que notre anode réelle.

4.1.2 Mise en place des processus physiques

Nous utilisons les modèles à basse énergie (Livermore et Penelope) pour simuler les interactions électromagnétiques et l'ionisation. Ceci est nécessaire pour simuler avec précision les processus physiques d'interaction des rayons γ de basse énergie qui peuvent affecter les performances du télescope Compton LXe.

Les processus utilisés pour les photons γ sont : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, la diffusion Rayleigh et la production de paires. Les hits générés par l'effet Rayleigh sans dépôt d'énergie sont éliminés avant de commencer à simuler le signal de notre détecteur, toutefois la diffusion Rayleigh contribue à dégrader la réponse du détecteur. La création de paire ne sert à rien pour les photons γ de 511 keV et a un effet minime pour les γ de 1157 keV qui est l'énergie du troisième photon γ du ^{44}Sc . Par conséquent, l'effet photoélectrique et la diffusion Compton sont les deux effets principaux d'interaction des photons γ dans nos simulations.

Les processus utilisés pour simuler les interactions des électrons sont l'ionisation, l'effet Bremsstrahlung et la diffusion multiple. La génération des électrons Auger issus de l'effet photoélectrique est aussi présente.

4.1.3 Définition de la source

4.1.3.1 Le dispositif expérimental

Nous devons décrire le dispositif expérimental utilisé pour caractériser XEMIS1 avec une source de gammas de 511 keV, cet appareil est présenté dans la figure 4.3 [9]. La source utilisée est le ^{22}Na . Cette source consiste en une pastille encapsulée entre deux feuilles de plastique. La source est ensuite placée dans un porte-échantillon qui est glissé dans un fourreau. Afin d'enregistrer uniquement les photons gammas d'une énergie de 511 keV issus de la désintégration d'un β^+ , nous effectuons une acquisition en coïncidence entre la TPC et un cristal scintillant CsI couplé à un PM. Cet ensemble de détection est placé à l'arrière du porte échantillon. Un collimateur en alliage plomb et antimoine est placé entre la source et le cristal scintillant afin de réduire l'ouverture du faisceau de gammas détecté par le cristal CsI. Le faisceau de gamma dirigé vers la TPC n'est pas collimaté physiquement afin de bénéficier d'une statistique de détection suffisante et éviter les diffusions Compton parasites. Le faisceau est centré sur le pixel numéro 6 de l'anode segmentée. L'extrémité du fourreau est constitué d'une fenêtre de sortie en aluminium d'une épaisseur 2 mm afin d'atténuer au minimum les gammas.

4.1.3.2 La simulation

La figure 4.4 montre la géométrie de la simulation du dispositif expérimental décrit dans le paragraphe précédent. Cette simulation reproduit la géométrie du dispositif expérimental ainsi que son système de déclenchement. Le principe de la simulation du système de déclenchement

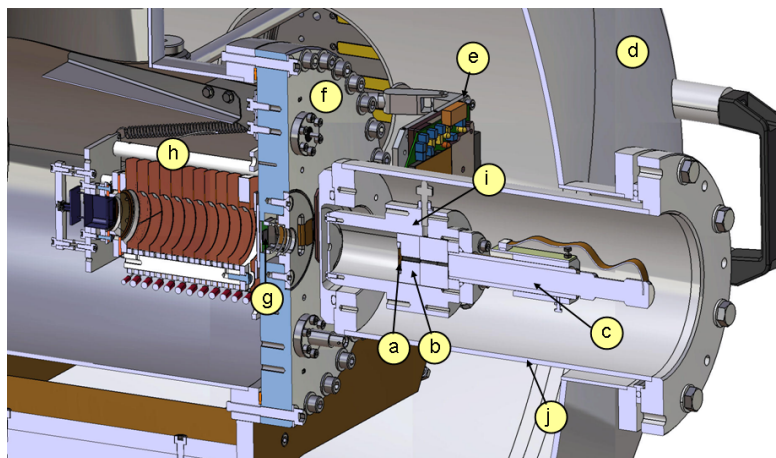


FIGURE 4.3 – Schéma du dispositif expérimental d'acquisition en coïncidence [9]. a) source de ^{22}Na , b) collimateur, c) PM et cristal CsI, d) enceinte à vide, e) circuit de polarisation de l'IDeFX, f) cryostat, g) IDeF-X, h) TPC, i) porte-échantillon, j) fourreau.

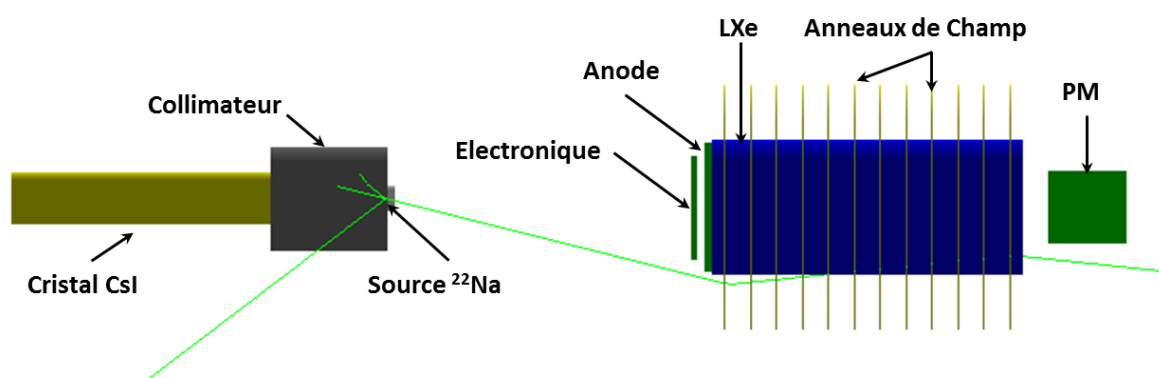


FIGURE 4.4 – Image extraite de GATE de la simulation de dispositif expérimental utilisé pour caractériser XEMIS1 à partir des photons de 511 keV.

de XEMIS1 est illustré par la figure 4.5. Nous utilisons deux systèmes dans GATE, un pour simuler le cristal CsI et son collimateur, et l'autre pour simuler la TPC au xénon liquide. En fait, GATE n'est capable de simuler qu'un seul système, c'est la raison pour laquelle nous avons ajouté l'aspect multi-système et le module *systemFilter* dont nous parlerons dans le chapitre suivant.

Les hits traités par le digitizer sont sélectionnés selon leur système d'origine par le module *systemFilter*. Le déclenchement à partir du cristal CsI est défini par une fenêtre en énergie autour de 511 keV. Ce processus de sélection se fait grâce à l'ajout des modules *triggerSwitch* dans GATE. Le *trigger* indique la présence d'un signal d'un photon de 511 keV dans le CsI et le *triggerSwitch* déclenche le traitement des pulses dans la TPC.

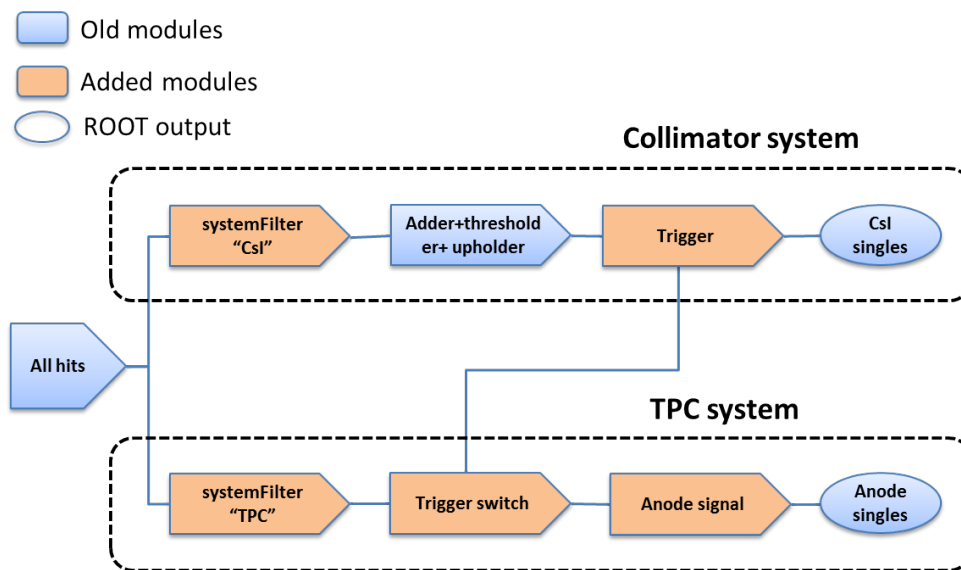


FIGURE 4.5 – Diagramme de la logique de la simulation du système de déclenchement de XEMIS1.

4.2 Simulation du signal d'ionisation

Une partie importante de notre travail s'est concentrée sur la simulation de la réponse de notre détecteur à partir des hits Geant4 générés par les interactions des photons gamma dans la milieu actif. Comme expliqué dans le chapitre 3, la construction des observables physiques d'un détecteur se fait dans GATE grâce aux modules du digitizer. Cependant, GATE n'était pas capable de simuler la réponse de notre TPC parce qu'il n'est pas orienté à simuler ce types de détecteurs. Nous avons donc simulé la réponse de notre détecteur en ajoutant des modules spécifiques au digitizer. Pour cela, nous avons développés et implémenté dans GATE plusieurs classes, espaces de noms, structures et méthodes écrites en C++.

Il est important de dire que l'utilisation des modules que nous avons développés se fait par des lignes de commandes simples et que ces modules peuvent être utilisés pour simuler d'autres détecteurs similaires au XEMIS1.

4.2.1 Etapes de la simulation du signal d'ionisation

La première étape du traitement des hits consiste à éliminer ceux dont l'énergie déposée est nulle, cela concerne notamment l'effet Rayleigh.

Agrégation de dépôts d'énergie par les interactions de photons gammas

Dans la deuxième étape, nous agrégerons l'ensemble des hits générés par une interaction spéci-

fique du photon gamma primaire qui peut être une diffusion Compton, un effet photoélectrique ou une création de paire. Il est important d'appliquer ce processus d'agrégation en vue d'appliquer correctement le modèle de Thomas de la recombinaison de charges.

Application du modèle de Thomas

Rappelons que le modèle de Thomas, présenté dans le chapitre 2, explique l'évolution du rendement de production électronique et de la résolution en énergie en fonction de l'énergie déposée et du champ électrique appliqué. Pour appliquer ce modèle dans notre simulation, nous avons besoin de calculer la résolution en énergie qui est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_i = \frac{100 \times b}{\sqrt{E_p}(E_c/E_p)} \left(\frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1} - \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} \right). \quad (4.1)$$

La fraction E_c/E_p représente le rendement, donné par :

$$\frac{E_c}{E_p} = \left(a \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} + (1 - a) \frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1} \right). \quad (4.2)$$

Le modèle de Thomas possède un jeu de quatre paramètres : ξ_0 et ξ_1 , les deux paramètres de recombinaison et les paramètres E_1 et E_2 qui sont les deux énergies seuils qui régissent les différents comportements des électrons. a et b sont donnés en fonction de E_1 et E_2 selon les deux formules suivantes :

$$a \equiv \left(\frac{\ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right) - \frac{E_2}{E_p} + 1}{\ln\left(\frac{E_p}{E_0}\right)} \right), \quad (4.3)$$

$$b \equiv \frac{\sqrt{E_p \cdot F_n \cdot \left(2 \cdot E_2 - E_1 - \frac{E_2^2}{E_p}\right)}}{F_n \cdot \ln\left(\frac{E_p}{E_0}\right)}. \quad (4.4)$$

Dans cette expression, F_n est une fonction dépendant de l'énergie incidente E_p suivant la formule :

$$F_n = -5,12 \cdot 10^{-12} \times E_p + 7,84 \cdot 10^{-5} \times E_p + 4,28. \quad (4.5)$$

Ainsi pour calculer σ_i nous avons besoin de connaître les valeurs de ξ_0 , ξ_1 , a et b , mais a et b dépendent de l'énergie de la particule incidente E_p . Pour faire cela, les quatre dernières inconnues sont déduites par l'ajustement de l'évolution de la résolution en énergie et le rendement d'ionisation de nos données en fonction du champs électrique pour l'énergie incidente $E_p = 511 \text{ keV}$ (figures :4.6 et 4.7) et en considérant que $E_0 = 4,2 \text{ eV}$ [50]. L'ajustement donne $a = 0,207 \pm 0,012$, $b = 1,705 \pm 0,04$, $\xi_0 = (4,87 \pm 0,51)/E$ et $\xi_1 = (0,098 \pm 0,008)/E$. Les deux valeurs E_1 et E_2 sont déduites des deux valeurs de a et b , elles valent $E_1 = 4,55 \pm 0,73 \text{ keV}$

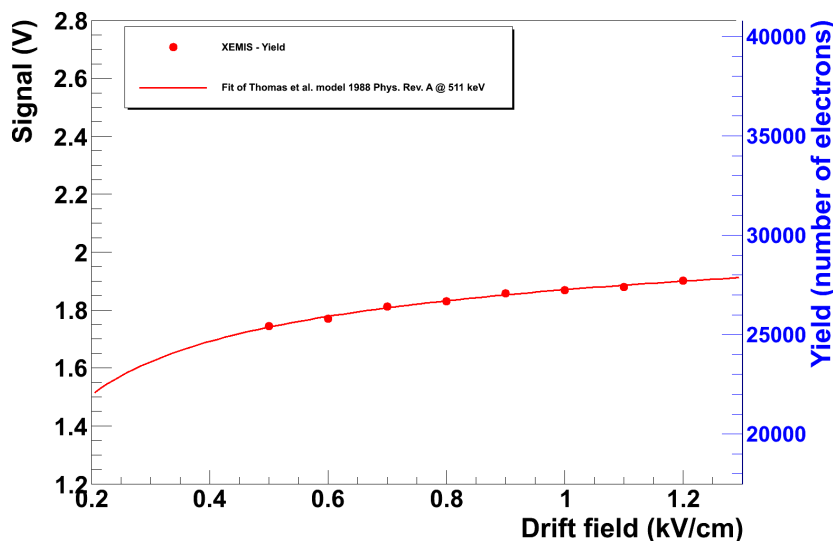


FIGURE 4.6 – Évolution du signal moyen dû à un dépôt d'énergie de 511 keV en fonction du champ électrique pour XEMIS1. Sur la droite, l'échelle en nombre d'électrons donne la correspondance entre le signal mesuré et le rendement de production d'électrons. Tracée en rouge, la fonction est un ajustement par le modèle de Thomas [9].

et $E_2 = 16,16 \pm 1,06 \text{ keV}$.

Ces valeurs calculées de a , b , ξ_0 et ξ_1 sont utilisées avec l'énergie incidente E_p et le champ électrique E pour calculer σ . Nous appliquons ensuite un tirage aléatoire suivant une loi gaussienne qui a pour moyenne E_p et pour écart type σ_i . Dans notre simulation E_p vaut l'énergie déposée par une interaction d'un photon gamma ; cette énergie, comme indiqué plus haut, est égale à la somme des énergies des hits générés par l'interaction du photon gamma. Afin de conserver l'effet du parcours de l'électron, nous répartirons l'énergie résultante de l'application du modèle de Thomas sur les hits participants suivant la fraction initiale de chaque hit en E_p .

Appliquer les diffusions transverse et longitudinale

Dans cette étape nous transformons les pulses en des nuages électroniques virtuels. Pour cela, nous transformons tout d'abord chaque pulse en ce que nous appelons *pulse d'anode*. Le pulse d'anode est un objet qui contient les informations du pulse, ainsi que la longueur de dérive, c'est à dire la distance entre le pulse et l'anode, le temps de détection, qui est le temps d'arrivée sur l'anode, la multiplicité, qui est le nombre de pixels touchés par le nuage électronique, la multiplicité selon X, et la multiplicité selon Y.

La temps de détection t_d est calculé un utilisant la longueur de dérive par la formule :

$$t_d = t_p + (L_d/v_d), \quad (4.6)$$

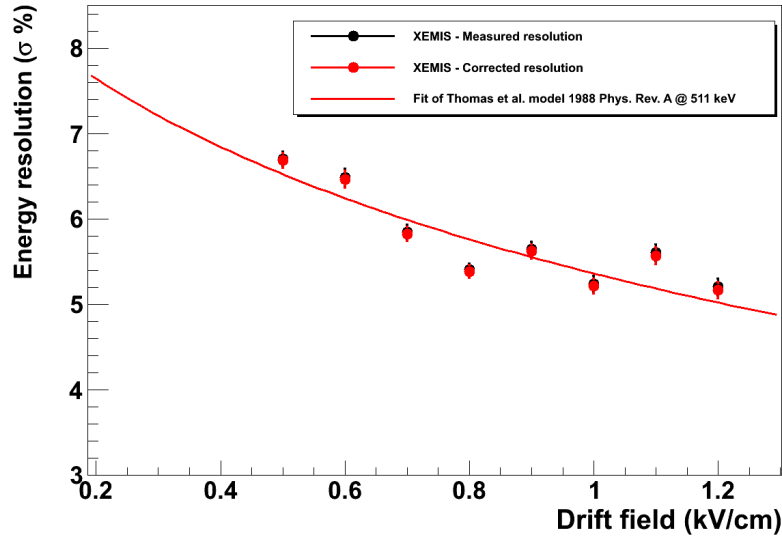


FIGURE 4.7 – Évolution de la résolution en énergie mesurée à 511 keV en fonction du champ de dérive pour XEMIS1[9].

où t_p est le temps de pulse qui est le temps de l'interaction dans le xénon liquide, et v_d est la vitesse de dérive des électrons. Nous créons par la suite un nuage électronique virtuel à partir de chaque pulse d'anode en appliquant une diffusion transverse et une autre longitudinale. La diffusion transverse est calculée par :

$$\sigma_T = \sqrt{D_T t_d}, \quad (4.7)$$

où D_T est la coefficient de la diffusion transverse.

Ensuite, nous appliquons l'atténuation due aux impuretés caractérisée par la longueur d'atténuation λ . L'énergie détectée sur l'anode E_{anode} est calculée en appliquant la formule suivante :

$$E_{anode} = E_p \exp\left(-\frac{L_d}{\lambda}\right), \quad (4.8)$$

où E_p est l'énergie calculée avant l'atténuation.

Construction des digits

Un *digit* est un objet représentant un signal sur un pixel. Le digit est donc un ensemble d'informations qui contient l'identité du pixel touché par la charge collectée sur l'anode, la charge collectée sur ce pixel et le temps de la détection.

Cette phase de construction de digits commence par un mécanisme que nous appelons *pileup*, nous regroupons par ce mécanisme les pulses arrivant sur l'anode dans une fenêtre de temps t_{pileup} qui représente le temps de l'intégration du signal sur l'anode. Il est nécessaire

d'appliquer le pileup pour deux raisons : la première appartient à la création d'un groupe de hits à partir d'une seule interaction par Geant4, ce qui nécessite de regrouper ces hits, et la deuxième appartient au temps que l'électronique prend pour créer un signal sur le pixel ce qui mélange parfois plusieurs interactions. Pour faire le pileup d'une manière correcte, nous trions les pulses de l'anode suivant le temps d'arrivée sur l'anode.

Nous avons donc un ensemble de pulses d'anode arrivant sur l'anode dans la fenêtre temporelle t_{pileup} , nous transformons l'énergie de chacun de ces pulses en un nuage virtuel d'électrons étalé sur une gaussienne avec l'écart type égal à la diffusion transverse du pulse correspondant. Le nombre d'électrons de chaque nuage créé est égal à l'énergie déposée du pulse E_{dep} divisée par la valeur W de l'ionisation, équation 2.10.

La charge collectée sur chaque pixel est calculée par l'intégration de la gaussienne correspondante sur ce pixel. Cette intégration est le résultat de la multiplication de deux distributions gaussiennes à une dimension ; une sur X et l'autre sur Y.

Afin de simuler le bruit électronique nous appliquons sur chaque pixel un tirage aléatoire gaussien avec une moyenne égale à 0 et un écart type donné σ_n en nombre d'électrons. La charge obtenue par ce tirage est ensuite ajoutée à la charge du pixel. La charge finale de chaque pixel doit dépasser un seuil donné pour qu'il soit accepté dans le processus de clusterisation. Pour simuler nos données, nous appliquons deux seuils : un seuil bas de l'ordre de deux sigma, ce seuil est appliqué à chaque pixel, un autre seuil haut est appliqué sur chaque cluster comme il est expliqué par la suite.

La clusterisation

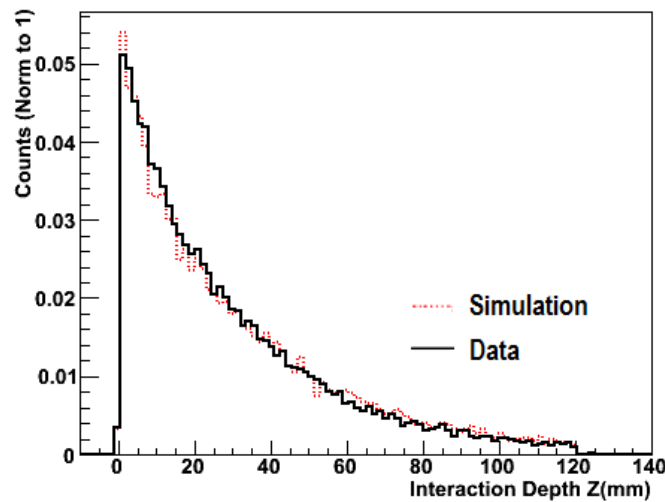
L'étape suivante est la clusterisation des digits. Cela consiste à regrouper, les digits issus d'une même interaction qui sont mesurés par différents pixels. Les digits sont regroupés dans le même cluster si les pixels sont adjacents et si les différences entre leurs temps de détection sont à l'intérieur d'une fenêtre temporelle donnée t_c . Deux pixels sont considérés adjacents s'ils ont un côté en commun.

Nous appliquons un seuil élevé, de l'ordre de $10 \sigma_n$ sur le cluster pour être sûr que ce cluster provienne d'une interaction physique d'un photon γ et n'est pas dû au bruit électronique. Le cluster est accepté si au moins un pixel passe ce seuil haut.

Les informations fournies par les clusters finaux sont stockées dans des fichiers ROOT. Nous créons dans GATE des fichiers ou de nouveaux *tree* de ROOT pour stocker des informations qui ne sont pas stockées par défaut dans la sortie de GATE, comme la multiplicité ou le résidu par exemple.

Paramètre	Valeur
Champ électrique E	1 kV/cm
Rendement d'ionisation	0,85
Coefficient de diffusion transverse D_T	175 μm [81]
Coefficient de diffusion longitudinale D_L	17,5 μm
Vitesse de dérive des électrons v_d	2,07 mm/ μs [81]
W-Value d'ionisation W	15,6 eV
Longueur d'atténuation λ	15 cm
Temps de pileup t_{pileup}	5 μs
Fenêtre de clusterisation t_c	760 ns [9]

TABLE 4.2 – Les paramètres pris en compte dans la simulation du prototype XEMIS1.

FIGURE 4.8 – Une comparaison données-simulation de la profondeur des interactions des photons γ dans notre TPC de XEMIS1.

4.2.2 Comparaison données-simulation

Nous présentons une comparaison données-simulation pour XEMIS1 [80]. Les paramètres de la réponse du détecteur XEMIS1 ([9], [81] et [82]), énumérés dans le tableau 4.2, ont été mis en œuvre dans la simulation GATE. Les mêmes critères de sélection des clusters dans la simulation et l'analyse des données réelles ont été appliqués. En particulier, les interactions photoélectriques sont sélectionnées en conservant les événements avec un cluster unique.

Le bon accord entre les données expérimentales et la simulation, figure 4.8, sur la distribution de la profondeur d'interaction des rayons γ dans la TPC, confirme la qualité des modèles physiques mis en œuvre dans Geant4.

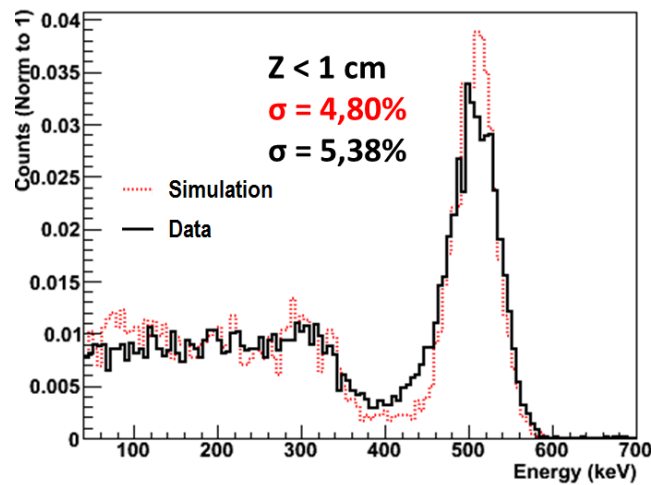


FIGURE 4.9 – Une comparaison données-simulation du spectre en énergie pour XEMIS1.

Nous remarquons sur la figure 4.9 un bon accord entre les données et la simulation sur la forme du spectre en énergie, malgré une différence de la résolution en énergie à 511 keV. En effet, nous avons observé dans les données une dégradation de la résolution en énergie lorsque la longueur de dérive augmente (figure 4.10), cet effet n'est pas encore expliqué et n'est pas reproduit par la simulation, c'est pourquoi nous comparons la simulation et les données pour $z < 1$ cm.

Afin d'améliorer l'adéquation entre la simulation et les données, il serait possible également de simuler la dépendance en temps du signal venant de l'électronique frontale IDeF-X. Compte tenu de difficulté de la mise en œuvre d'une telle simulation, ce travail qui mériterait une étude plus poussée ne fait pas l'objet de cette thèse.

La figure 4.11 montre la comparaison données-simulation pour la multiplicité. L'adéquation entre les données et la simulation confirme que notre simulation fournit une bonne estimation de la taille des clusters reconstruits.

4.3 Simulation du signal de scintillation

Le signal de scintillation dans notre détecteur sert à déclencher l'acquisition et à mesurer le temps de l'interaction et n'est pas utilisé pour mesurer l'énergie déposée par la particule incidente. Pour ces raisons, la simulation de ce signal sera plus simple que la simulation du signal d'ionisation. L'objectif étant de pouvoir déclencher sur toutes les interactions des photons γ , même les plus éloignées du PM, l'enjeu principal de la simulation du signal de scintillation est donc l'étude de l'efficacité de déclenchement en fonction de la profondeur de l'interaction dans la chambre.

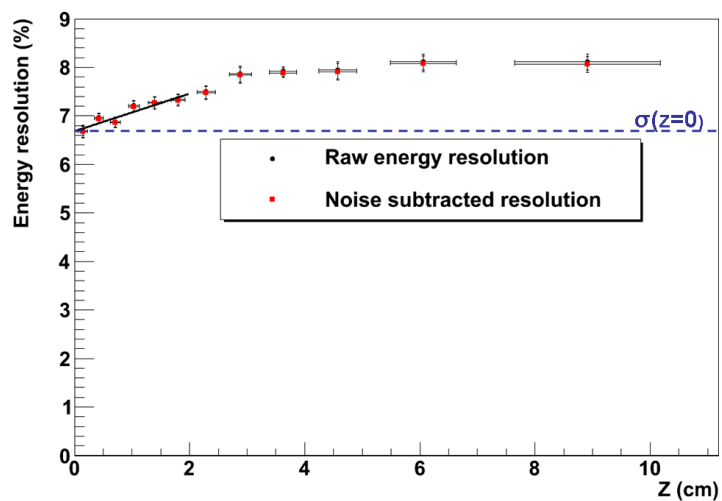


FIGURE 4.10 – Évolution de la résolution en énergie à 511 keV en fonction de z pour un champ de dérive de 0,5 kV/cm [9].

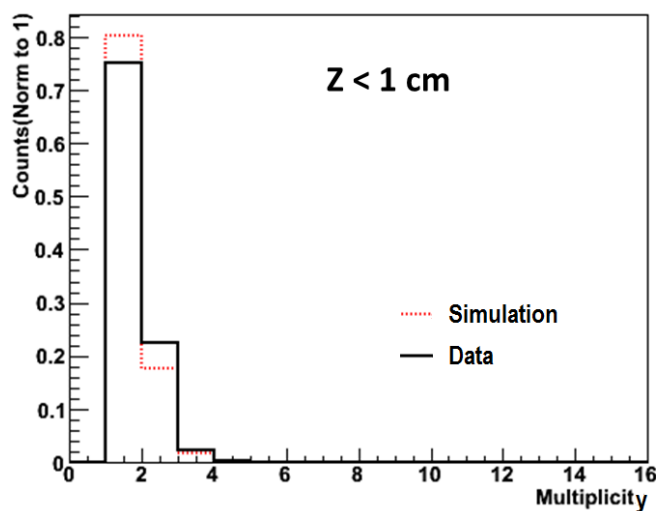


FIGURE 4.11 – Une comparaison données-simulation de la multiplicité des clusters construits.

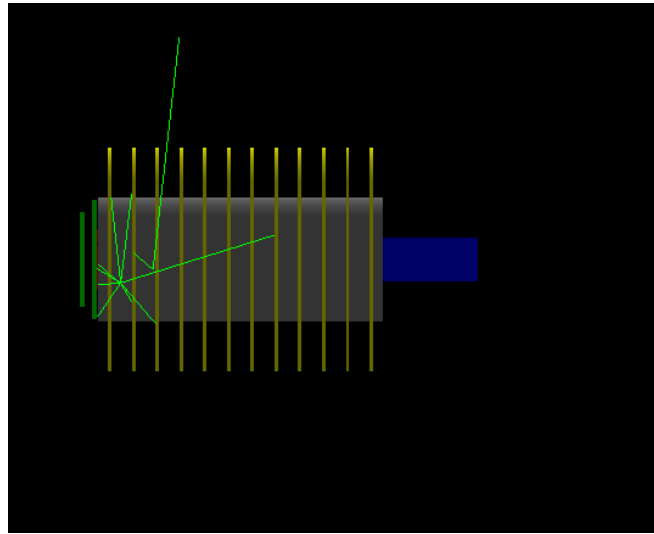


FIGURE 4.12 – La géométrie utilisée pour la simulation des photons optiques, noter que toutes les surfaces des composants du détecteur sont absorbantes exceptée la fenêtre d’entrée du PM.

4.3.1 Paramètre de la simulation du signal de scintillation

La géométrie simulée est celle de notre prototype XEMIS1 ; le PM est approximé par une surface carrée de détection des photons UV de $1,8 \times 1,8 \text{ cm}^2$ et il est placé à l’extrémité de la chambre. Pour détecter les photons optiques sur le PM, nous insérons une surface de type *dielectric_metal* entre le PM et la zone active du xénon liquide. Nous considérons qu’il n’y a pas de réflexion sur ces composants, surtout les anneaux de champs et la paroi du cryostat. Tous les photons UV tombant sur les composants de notre détecteur, hors la surface active du PM, seront absorbés, voir figure 4.12.

Dans notre simulation, nous générons des électrons de 511 keV, les photons optiques sont générés ensuite par la scintillation, l’absorption des photons optiques dans le xénon est considérée comme négligeable, seule la diffusion Rayleigh est appliquée. Les propriétés optiques utilisées dans notre simulation sont présentées dans le tableau 4.3. Nous considérons dans cette simulation que l’efficacité quantique de PM est de 100%.

Pour simuler le signal de scintillation avec GATE nous avons ajouté un module de digitizer afin d’enregistrer les hits optiques arrivants sur la fenêtre d’entrée du PM. Nous avons ajouté aussi un acteur pour enregistrer les informations des photons optiques détectés.

La figure 4.13 montre le spectre temporel des photons UV détectés et générés à partir d’un électron de 511 keV qui interagit à 2 mm de la fenêtre d’entrée du PM. Ce spectre est dominé par la composante lente, le temps requis pour recueillir l’intégralité du signal de scintillation est

Paramètre	Valeur
Efficacité de scintillation	46000 MeV ⁻¹
Energie des photons	6.95 eV
Composante rapide	2.2 ns
Composante lente	27 ns
Longueur de diffusion Rayleigh	45 cm
Indice de réfraction	1.61

TABLE 4.3 – Les propriétés optiques du xénon liquide utilisées dans la simulation de photons optiques.

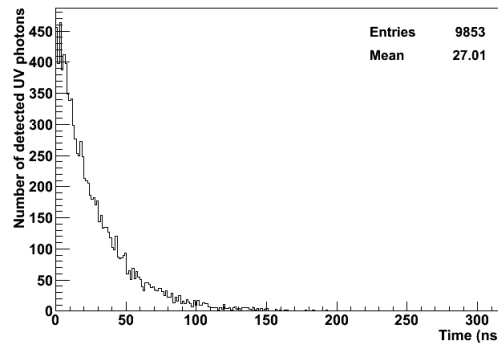


FIGURE 4.13 – Spectre temporel des photons UV détecté par le PM et générés par un électrons de 511 keV.

de ~ 130 ns.

4.3.2 L'efficacité de collection du signal de scintillation

Afin de déterminer l'efficacité de collection du signal de scintillation nous avons étudié la variation du nombre de photons UV arrivant sur le PM en fonction de la position de génération de ces photons. Nous générons de manière isotrope des électrons de 511 keV sur l'axe de notre TPC entre 0 et 12 cm. La distance totale entre l'anode et l'entrée du PM étant de 13 cm, la distance de génération des électrons du PM varie donc entre 13 et 1 cm. L'erreur de position produite par le parcours de l'électron est négligé.

La figure 4.14 montre le nombre de photons UV arrivant sur le PM en fonction de la position de génération des électrons primaires. Pour la position la plus éloignée du PM, Z entre 0 et 1 cm, il y a autour de 40 photons collectés par la fenêtre d'entrée du PM.

Ce nombre de photons détecté est obtenu en considérant le rendement de scintillation pour un champ électrique nul. Comme il a été présenté dans le chapitre 2 (figure 2.5), le taux de scintillation dans la réalité dépend du champ électrique. Ce taux est ~ 0.50 pour un champ électrique $E = 1$ kV/cm. Prenant cela en compte, le nombre moyen de photons arrivant sur notre

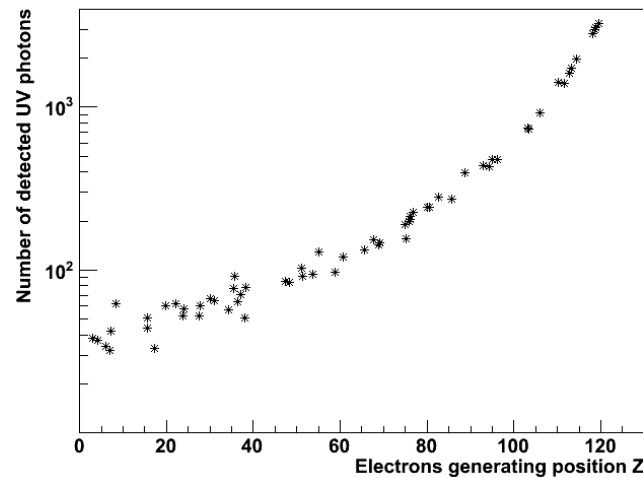


FIGURE 4.14 – La dépendance du nombre de photons UV arrivant sur le PM en fonction de la position de génération des électrons de 511 keV.

PM est estimé à 20 pour les photons générés à z proche de 0. Ce nombre sera réduit encore par l'efficacité quantique du PM, égale à 0.38 pour notre PM Hamamatsu R7600-06MOD-ASSY. La moyenne du nombre minimum des photons UV détectés par notre PM réel est alors estimé à 7,6. Ce nombre étant suffisant pour déclencher l'acquisition, nous avons une efficacité de $\sim 100\%$ de déclenchement de notre TPC.

4.4 Conclusion

Le logiciel GATE a été utilisé pour simuler notre prototype expérimental XEMIS1. GATE dans sa version originale n'étant pas capable de simuler les chambres à projection temporelle, nous avons ajouté des nouveaux composants. Parmi ces composants il y a : l'aspect multi-système, des modules pour simuler le signal d'ionisation et le signal de scintillation.

Pour simuler le signal d'ionisation, nous avons utilisé les paramètres expérimentaux mesurés sur le détecteur XEMIS1. Afin de vérifier notre simulation et de comprendre au mieux la réponse de notre détecteur, nous comparons les simulations avec nos données expérimentales. Un bon accord pour le spectre en énergie, la taille des clusters et la profondeur de l'interaction a été obtenu.

Le signal de scintillation a également été simulé pour estimer l'efficacité de déclenchement. Cette efficacité est proche de 100% pour un champ électrique de $E = 1$ kV/cm.

Chapitre 5

Simulation de l'imagerie 3γ avec la caméra XEMIS2

Nous avons vu dans le chapitre précédant que la simulation avec GATE reproduit bien les performances de notre détecteur XEMIS1. Dans ce chapitre nous allons appliquer la même simulation pour estimer les performances de notre nouveau système proposé (XEMIS2) de l'imagerie 3γ , constitué d'une caméra cylindrique unique remplie de xénon liquide.

Nous commencerons le chapitre par une description générale de cette nouvelle caméra. Ensuite, nous présenterons une comparaison de la sensibilité de cette nouvelle caméra par rapport à l'ancien modèle proposé TEP-LXe [8]. La partie suivante sera consacrée à la description de la simulation de la caméra XEMIS2 avec GATE, et plus particulièrement des modules que nous y avons ajoutés pour qu'il soit capable de simuler un tel détecteur. Nous décrirons finalement l'algorithme que nous avons développé pour faire la reconstruction de la position de la désintégration du ^{44}Sc .

5.1 XEMIS2, une caméra cylindrique au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal

5.1.1 Description

La figure 5.1 présente la structure du prototype proposé XEMIS2, il s'agit d'une caméra consacrée à l'imagerie 3γ du petit animal.

Il est à noter que les dimensions de cette caméra sont préliminaires et pourront être modifiées d'ici la construction de la caméra réelle. Au niveau de la détection, cette caméra est principalement composée de deux TPC cylindriques et identiques placées dos-à-dos et séparées par la cathode. La zone active du xénon liquide commence à 7 cm de l'axe de la caméra (rayon interne) et finit à 19 cm (rayon externe) ; l'épaisseur de cette zone de xénon liquide est donc de 12 cm ce qui correspond à un bon compromis entre l'efficacité de déclenchement par les PM,

proche de $\sim 100\%$ suivant notre étude dans le chapitre 4, et l'efficacité de détection des photons γ . En fait, un photon γ de 1,157 MeV a une longueur d'atténuation de 6,3 cm dans le xénon liquide. En supposant des photons γ en incidence normale, 85% d'entre eux interagissent dans la TPC. La longueur de la zone active de xénon liquide de chaque TPC suivant z , l'axe de la caméra, est aussi de 12 cm.

Les deux anodes se trouvent aux deux extrémités de la zone active. Elles sont circulaires avec des rayons intérieur et extérieur proches de ceux de la zone active. Chaque anode est composée d'une répétition de pixels de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ suivant l'axe X et l'axe Y . Cette taille de pixels permet d'atteindre une bonne résolution spatiale transverse. Par contre, cela nécessite un grand nombre de pixels, ~ 10500 pour chaque anode, et par conséquent de voies électroniques, pour couvrir la zone active. Ce nombre important de voies électroniques sera un défi pour la construction de XEMIS2.

La zone active de la TPC sera entourée par un ensemble de PM afin de réaliser un déclenchement local de la caméra et ainsi de réduire le temps mort. Le nombre et la répartition de PM mérite une étude détaillée que nous ne faisons pas dans cette thèse.

Les composants de deux TPCs seront montés dans un cryostat cylindrique. L'homogénéité du champ électrique nécessite deux types d'anneaux de champ, un pour la partie interne et l'autre pour la partie externe de la zone active. Les anneaux internes doivent être fins afin de réduire le plus possible la zone morte du xénon liquide.

Le cryostat sera placé dans une enceinte à vide afin d'assurer une bonne isolation thermique. Le rayon interne de cette enceinte de 5 cm est suffisant pour mettre un rat dont la taille typique correspond à un rayon de 2,5 cm.

5.1.2 Changement de modèle de caméra

La première architecture, que nous appelons TEP-LXe, de XEMIS2, décrite par Grygnon [8], était composée d'une caméra micro-TEP standard à cristaux, dédiée à l'imagerie du petit animal et d'un télescope Compton au xénon liquide placé dans l'axe de cette caméra. Nous présentons une comparaison de la sensibilité de cette architecture et celle de l'architecture que nous proposons, XEMIS2 décrite plus haut, pour justifier ce changement.

5.1.2.1 Architecture TEP-LXe

Cette architecture est présentée sur la figure 5.2. La caméra TEP envisagée pour être associée au télescope Compton au xénon liquide est la caméra micro-TEP Focus 220 de chez Siemens. Cette caméra, dont les caractéristiques techniques sont résumées dans le tableau 5.1, possède un diamètre de 26 cm et un champ de vue axial de 7,6 cm. Cette caméra micro-TEP est, du fait de ses performances, utilisée pour faire de l'imagerie TEP haute résolution du petit

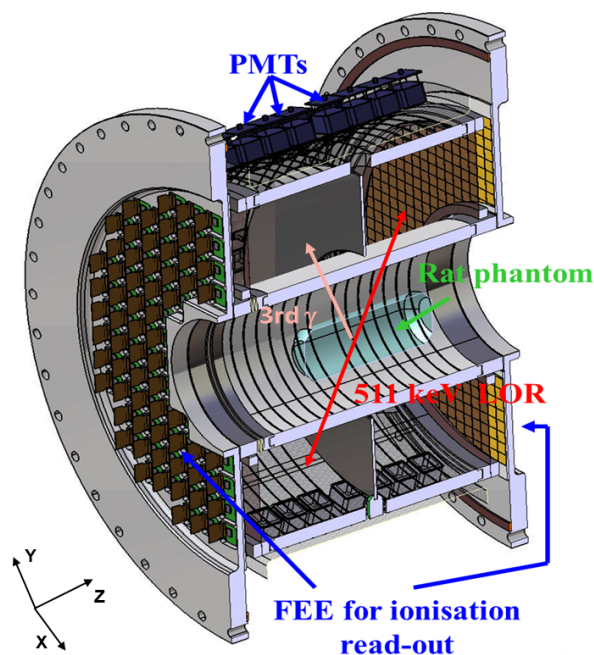


FIGURE 5.1 – Dessin mécanique d'une coupe de XEMIS2 qui est composé de deux TPC cylindriques remplis de xénon liquide.

animal. Typiquement, la résolution spatiale atteinte au centre du champ de vue est de l'ordre de 1,4 mm (FWHM), et la sensibilité globale a été évaluée à 3,4 % [79].

Le télescope Compton simulé dans cette architecture est placé à quelques centimètres de la caméra TEP et fait 25,2 cm de côté et 12 cm de profondeur. L'anode proposée est composée de pixels de $3,5 \times 3,5 \text{ mm}^2$.

5.1.2.2 Amélioration de la sensibilité

La sensibilité est définie comme le rapport entre le nombre des intersections reconstruites dans le champ de vue de la caméra et le nombre total des événements générés.

Dans le cas de l'architecture TEP-LXe, pour une résolution en énergie du télescope Compton de 4% en FWHM à 1 MeV et une résolution spatiale transverse (en x et y), et longitudinale, en z , respectivement de 0,5 mm et 0,1 mm, la valeur de la sensibilité du télescope Compton a été trouvée égale à $\sim 5,7\%$. Cependant, pour obtenir la sensibilité globale de cette architecture, il faut multiplier cette valeur par la sensibilité de la caméra micro-TEP, soit 3,4%, ce qui donne alors une sensibilité globale du système de 0,19% sans fantôme.

Nombre de couronnes	4
Diamètre de la TEP	26 cm
Nature du cristal	LSO
Nombre de cristaux	24292
Dimensions d'un cristal	$1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$
Nombre de PM	168
Fenêtre en énergie	300 – 650 keV
Fenêtre de coïncidence	12,5 ns
Mode d'acquisition	3D
Champ de vue axial	7,6 cm

TABLE 5.1 – Caractéristiques techniques de la caméra micro-TEP Focus 220 (Siemens) simulée pour le modèle TEP-LXe.

Quant à la sensibilité obtenue pour l'architecture de la caméra cylindrique au xénon liquide nous montrerons dans la suite du chapitre qu'elle est égale à 2,7%. La nouvelle architecture avec une seule caméra au xénon liquide permet d'améliorer la sensibilité d'un facteur 14 par rapport à l'ancienne architecture.

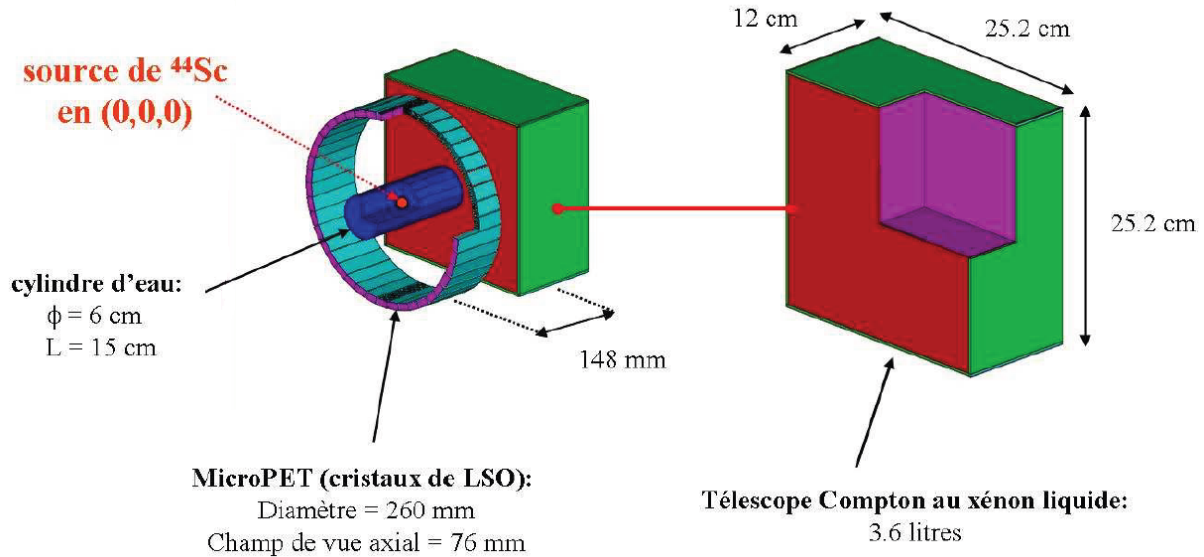


FIGURE 5.2 – L'architecture TEP-LXe étudiée par Grygnon pour XEMIS2 [8].

5.2 Simulation avec GATE

Pour simuler notre caméra XEMIS2 nous avons apporté quelques modifications à GATE. Comme elle est composée de deux TPC identiques, nous avons été amenés à introduire l'aspect

multi-système dans GATE. Nous avons ajouté aussi un élément géométrique pour construire nos anodes cylindriques, et des modules complémentaires au *digitizer* pour traiter les signaux de deux TPC en même temps.

5.2.1 Ajout de l'aspect multi-système à GATE

Un système est un concept-clé de GATE. Il fournit en général un modèle de géométrie prédéfinie afin de simuler une caméra. Un système peut être considéré comme un modèle comportant des composants principaux organisés sous forme d'arborescence. Chaque composant a son propre rôle spécifique et son ordre. Mais il est possible d'utiliser GATE pour simuler n'importe quel type de détecteur, comme Geant4 peut le faire, en utilisant le système générique *scanner* de GATE avec la seule contrainte que l'arborescence ne dépasse pas 6 niveaux.

Il nous a été possible d'utiliser le système générique *scanner* de GATE pour simuler notre XEMIS1 qui contenait une seule TPC. Cependant c'est impossible pour simuler XEMIS2 qui contient deux TPC parce que GATE ne gère que la simulation d'un seul système.

Afin de simuler notre prototype XEMIS2, nous avons développé la modalité multi-système dans GATE. Cet aspect, disponible dans la version 6.2 de GATE, permet de simuler plusieurs systèmes de détection simultanément. Il est, bien entendu, compatible avec les versions antérieures de GATE, ce qui signifie que l'utilisateur de GATE peut utiliser les mêmes commandes que dans les versions antérieures pour la simulation d'un seul système [83].

Pour rendre opérationnelle la fonctionnalité multi-système, nous avons été amenés à développer d'autres modules de *digitizer* comme le module *systemFilter* qui sert à sélectionner les *hits* produits dans un système défini et le module *triCoinc* qui sert à obtenir les coïncidences entre les lignes de réponse LOR d'une caméra TEP avec les *singles* provenant d'un autre système.

5.2.2 Géométrie de la caméra simulée

La géométrie de la caméra simulée, présentée sur la figure 5.3, est proche de la géométrie de la caméra proposée, décrite plus haut dans ce chapitre, paragraphe 5.1.1.

La figure 5.4 montre une coupe axiale de la caméra simulée. Son rayon interne est égal à 5 cm, ce qui est suffisant pour imager un rat. Pour l'homogénéité du champ électrique, deux types d'anneaux de champ interne et externe seront utilisés. Les anneaux externes sont représentés dans la figure précédente, quant aux anneaux internes ils seront constitués de fils fins immergés dans une couche de kapton afin de réduire au minimum la zone morte interne du xénon liquide due à l'inhomogénéité du champ électrique. Comme nous l'avons dit précédemment

la zone active du xénon liquide commence à un rayon de 7 cm et s'étend jusqu'à un rayon de 19 cm. Pour augmenter la sensibilité de la caméra, il faut réduire au minimum le rayon interne de la zone active. Cela demande également de réduire, au minimum, l'espace entre l'enceinte à vide et le cryostat. Dans notre simulation, cet espace est de 1 cm.

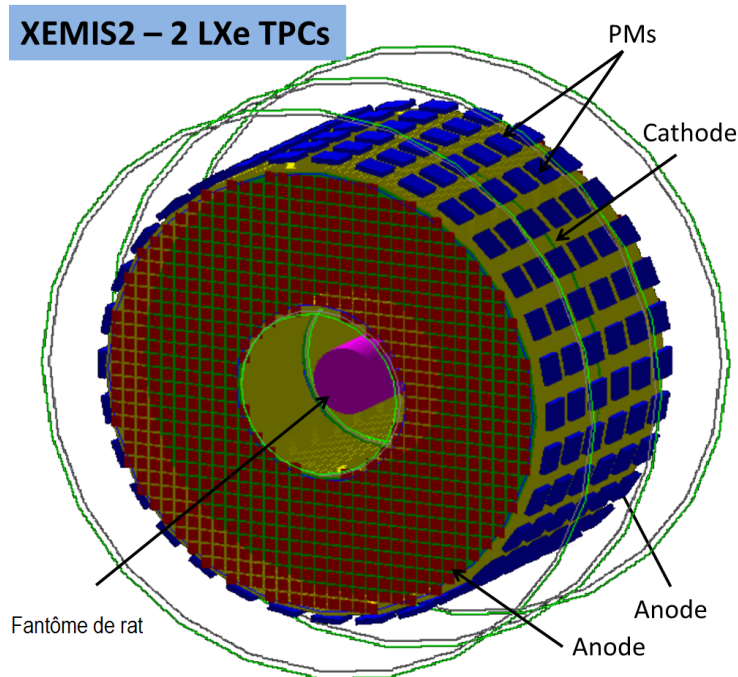


FIGURE 5.3 – Image extraite de GATE de la géométrie de la caméra 3γ simulée.

L'anode de chaque TPC est composée d'une répétition de volume de pixel de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ suivant l'axe x et l'axe y . En fait, il n'y avait pas de mécanisme existant dans GATE pour créer une telle anode circulaire. Nous avons ajouté à GATE un module servant à exclure la création de copies du volume dans une zone sélectionnée lors du processus de répétition, voir figure 5.5. En résumé, nous créons notre anode par l'application d'une répétition de volumes de pixel selon x et y et nous excluons les volumes dont les centres se trouvent dans les deux zones d'exclusion intérieure et extérieure déterminées par le centre de l'anode et le rayon de chacune de ces zones.

5.2.3 Paramètres de la simulation

Nous simulons ici le signal d'ionisation de XEMIS2 en utilisant le même principe que pour la simulation de XEMIS1 dans le chapitre 4. Le tableau 5.2 résume les paramètres de la réponse du détecteur simulé.

Pour simuler la source de ^{44}Sc avec GATE, il suffit d'utiliser une source d'ions avec quatre paramètres qui sont le numéro atomique, le nombre de masse, la charge ionique et l'énergie d'excitation. Les valeurs des paramètres de la source de ^{44}Sc sont successivement 21, 44, 0 et 0. Geant4 gère automatiquement la désintégration de la source et l'émission de particules

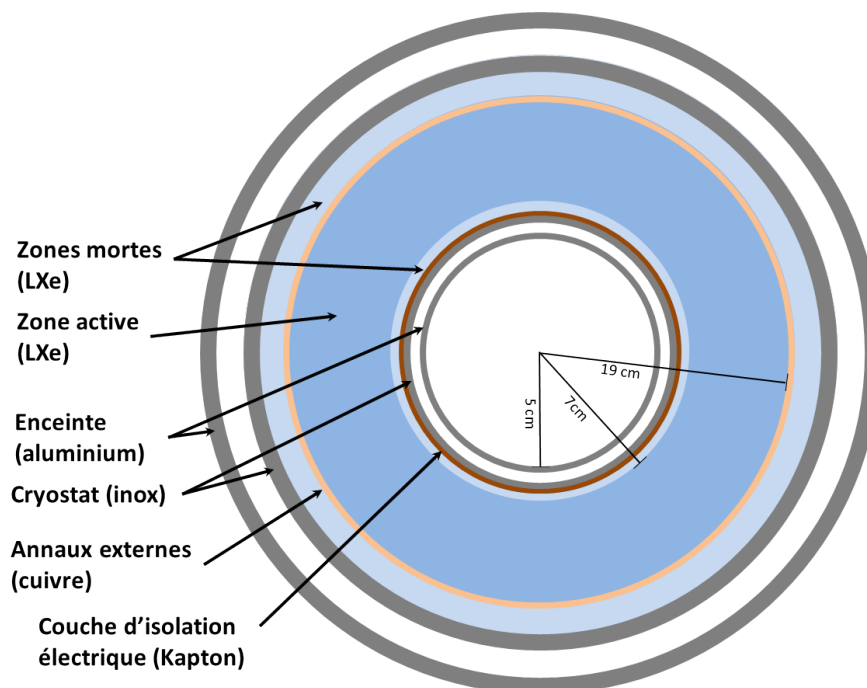


FIGURE 5.4 – Coupe axiale de la caméra simulée avec le détail des matériaux utilisés.

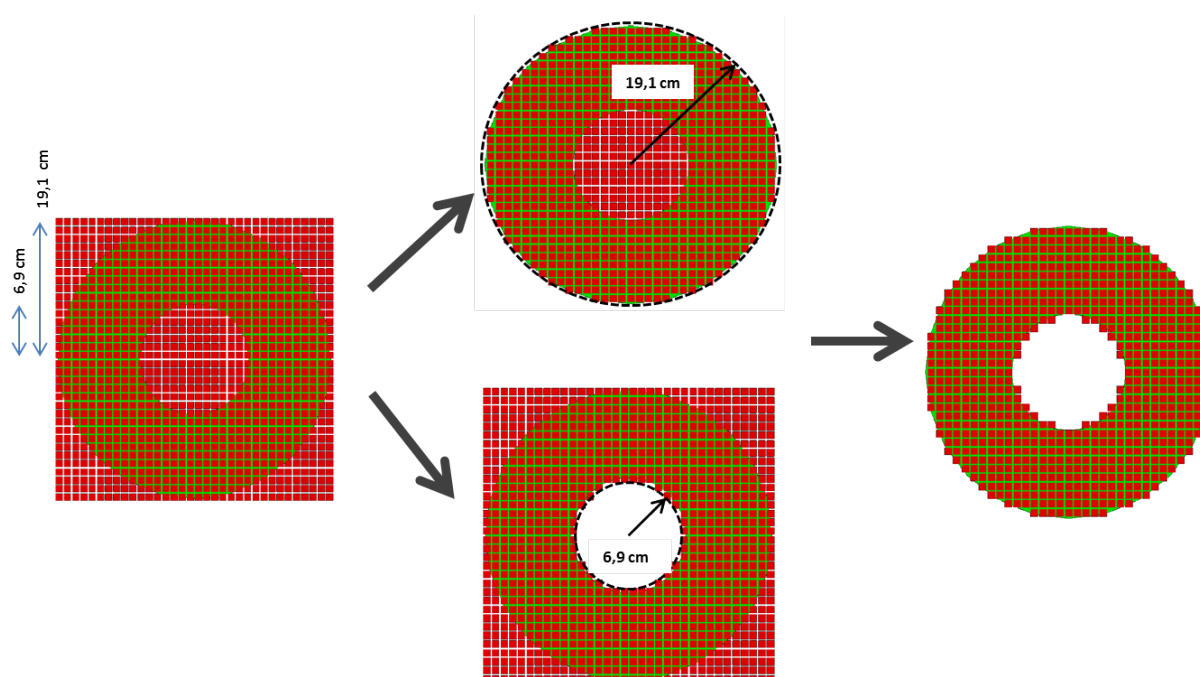


FIGURE 5.5 – Étapes de la création des anodes circulaires de notre caméra simulée

produites. La figure 5.6 présente un exemple de désintégration des ions ^{44}Sc . Cette source doit toujours être immergée dans un fantôme d'eau afin de garantir l'annihilation du positron en deux photons γ .

Paramètre	Valeurs
Champ électrique E	2 kV/cm
Rendement d'ionisation	0,90
Coefficient de diffusion transverse D_T	170 μm
Coefficient de diffusion longitudinale D_L	17 μm
Vitesse de dérive des électrons v_d	2,5 mm/ μs
Energie d'ionisation W	15,6 eV
Longueur d'atténuation λ	15 cm
Temps de peaking	12 μs

TABLE 5.2 – Valeurs caractéristiques des paramètres appliqués à la simulation de XEMIS2.

```

*****
* G4Track Information: Particle = Sc44[0.0], Track ID = 1, Parent ID = 0
*****

Step#  X(mm)  Y(mm)  Z(mm)  KinE(MeV)  dE(MeV)  Stepleng  TrackLeng  NextVolume  ProcName
0      0      0      0      0          0          0          0          0          NEMACylinder_phys initStep
1      0      0      0      0          0          0          0          0          NEMACylinder_phys RadioactiveDecay
:----- List of 2ndaries - #SpawnInStep= 3(Rest= 3,Along= 0,Post= 0), #SpawnTotal= 3 -----
:      0      0      0      1.1e-05    Ca44[1157.0]
:      0      0      0      0.488      nu_e
:      0      0      0      0.986      e+
:----- EndOf2ndaries Info -----

*****
      ↓
*****
* G4Track Information: Particle = Ca44[1157.0], Track ID = 2, Parent ID = 1
*****

Step#  X(mm)  Y(mm)  Z(mm)  KinE(MeV)  dE(MeV)  Stepleng  TrackLeng  NextVolume  ProcName
0      0      0      0      1.1e-05    0          0          0          0          NEMACylinder_phys initStep
1 3.42e-06 8.53e-08 2.11e-06 0          1.1e-05 4.02e-06 4.02e-06 4.02e-06 NEMACylinder_phys IonIonisation
2 3.42e-06 8.53e-08 2.11e-06 0          0          4.02e-06 4.02e-06 NEMACylinder_phys RadioactiveDecay
:----- List of 2ndaries - #SpawnInStep= 2(Rest= 2,Along= 0,Post= 0), #SpawnTotal= 2 -----
: 3.42e-06 8.53e-08 2.11e-06 0          Ca44[0.0]
: 3.42e-06 8.53e-08 2.11e-06 1.16      gamma
:----- EndOf2ndaries Info -----

*****

```

FIGURE 5.6 – Exemple du tracking Geant4 de la désintégration radioactive du ^{44}Sc et de son fils le ^{44}Ca .

5.2.4 Résolution en énergie et Résolution spatiale

En adoptant les paramètres précédents pour simuler XEMIS2 avec une source ponctuelle de ^{44}Sc placée dans un fantôme d'eau de rayon 2,5 cm et de longueur 15 cm nous obtenons le spectre en énergie des clusters présenté dans la figure 5.7. Ce spectre représente l'énergie des clusters mesurés dans la TPC. La résolution en énergie, σ , obtenue en appliquant un ajustement gaussien autour du pic à 511 keV vaut $\sim 4,45\%$.

Le résidu sur la mesure de la position longitudinale suivant z est représenté par la figure 5.8. En appliquant un ajustement gaussien sur ce résidu, nous trouvons que la résolution spatiale σ selon l'axe z est égale à $247 \pm 28 \mu\text{m}$. Cette bonne résolution spatiale de la profondeur de

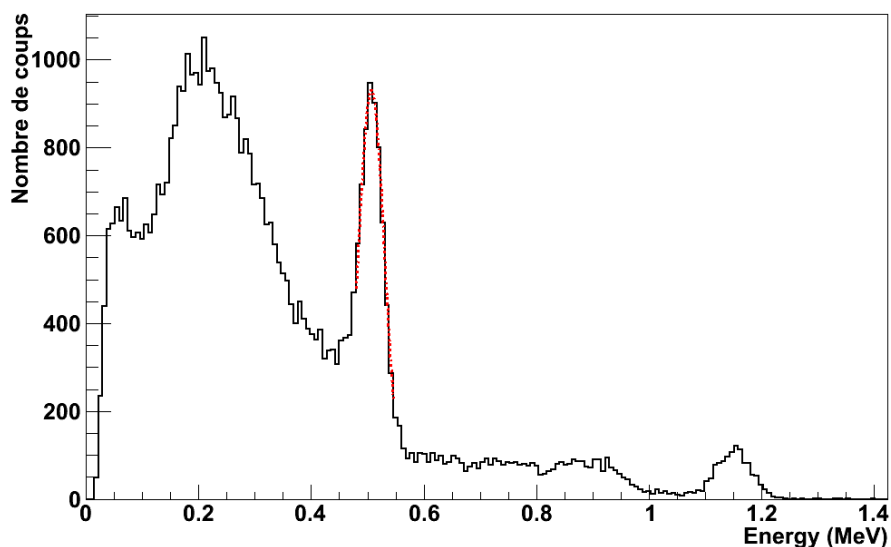


FIGURE 5.7 – Le spectre en énergie de XEMIS2 en utilisant une source de ^{44}Sc . L'ajustement gaussien autour du pic à 0,511 MeV est représenté par la courbe rouge en pointillé.

l'interaction résulte d'une bonne résolution temporelle sur le temps de dérive des charges.

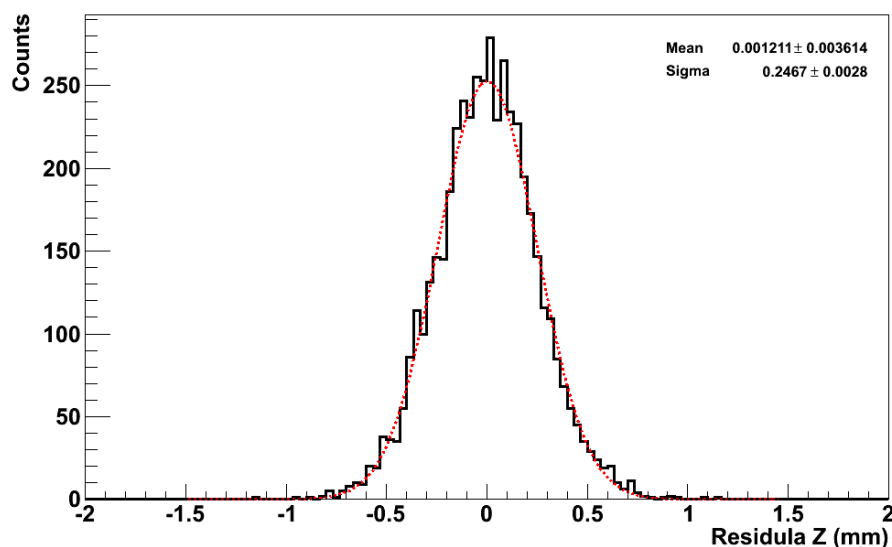
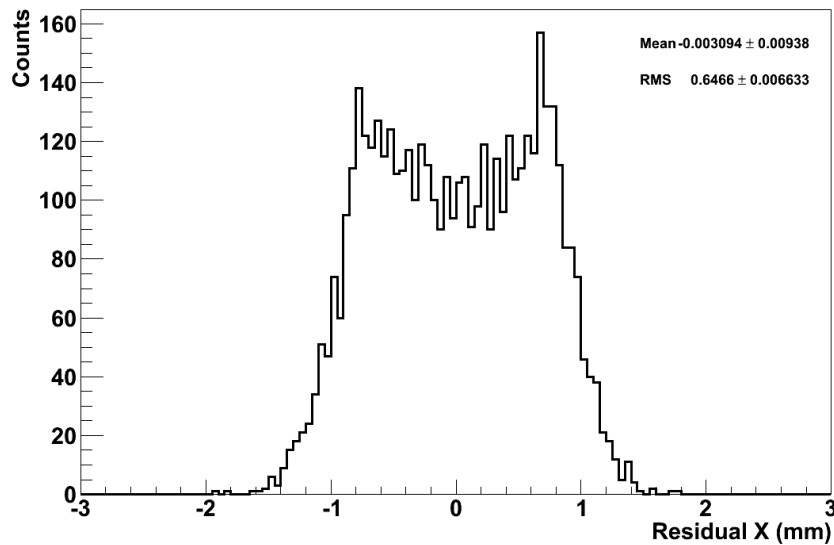


FIGURE 5.8 – Le résidu selon l'axe z . La courbe rouge en pointillé représente l'ajustement gaussien de ce résidu.

La figure 5.9 montre le résidu sur la mesure de la position transverse calculée comme le barycentre des charges sur les pixels. Cette forme à deux pics sur cet histogramme est liée à la méthode de calcul de la position à partir du barycentre des pixels associés au cluster.

FIGURE 5.9 – Le résidu selon l'axe x .

5.2.4.1 Amélioration du calcul de la position transverse

Afin d'améliorer le calcul de la position transverse des clusters multi-pixels, nous appliquons un algorithme d'ajustement par une fonction gaussienne des charges collectées sur les pixels. Pour accélérer la convergence de l'ajustement, le maximum de la gaussienne est initialisé à la position calculée par la méthode du barycentre. Cet ajustement est réalisé par une méthode de minimisation de χ^2 .

Une comparaison des résidus des positions calculées par le barycentre et de celles calculées par la minimisation de χ^2 est montrée sur la figure 5.10.

La figure 5.11 représente le résidu de la position optimisée. La distribution du résidu n'étant pas gaussienne, nous estimons donc la résolution spatiale sur la mesure de la position transverse à partir de l'écart type de l'histogramme. Cette résolution est égale à $\sim 0,55$ mm. Il est possible d'améliorer le résidu de la position transverse en ne choisissant que les clusters multi-pixels.

Mis à part la taille du pixel, la résolution spatiale transverse dépend aussi de l'énergie du cluster et de la distance entre le point de l'interaction et l'anode. En effet, plus l'énergie du cluster est grande, plus le nombre d'électrons dans l'extrémité du nuage électronique est élevé. Dans ce cas, soit le cluster touche plus d'un pixel, ce qui va améliorer la précision de sa position, soit le cluster touche un seul pixel. Si un seul pixel est touché, la position du cluster va être proche du centre du pixel. Le même raisonnement s'applique sur la distance entre le point de l'interaction et l'anode. Cette représentation paramétrique de la résolution spatiale transverse en fonction de l'énergie du cluster et la distance séparant le point de l'interaction de l'anode n'est pas étudiée dans ce document, mais elle méritera une étude plus poussée.

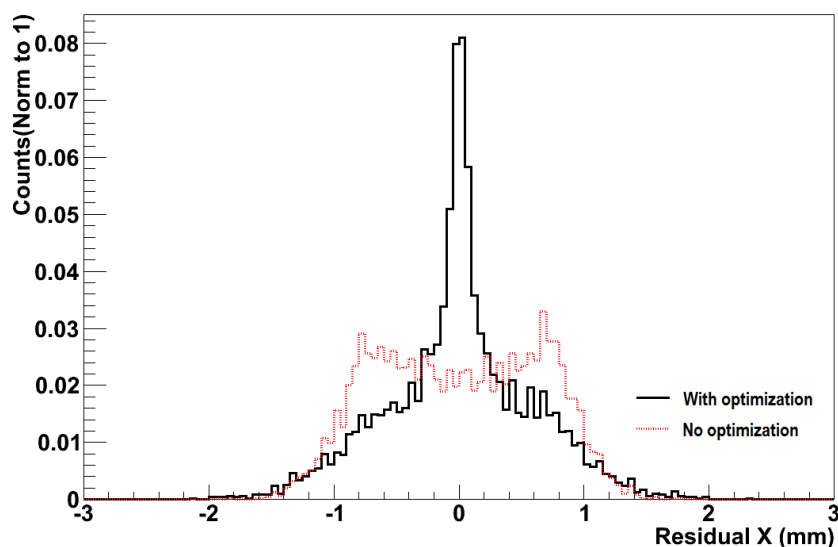


FIGURE 5.10 – Comparaison entre les résidus, selon l'axe x , de la position calculée par le barycentre, en rouge pointillé, et celle ajustée, en noir.

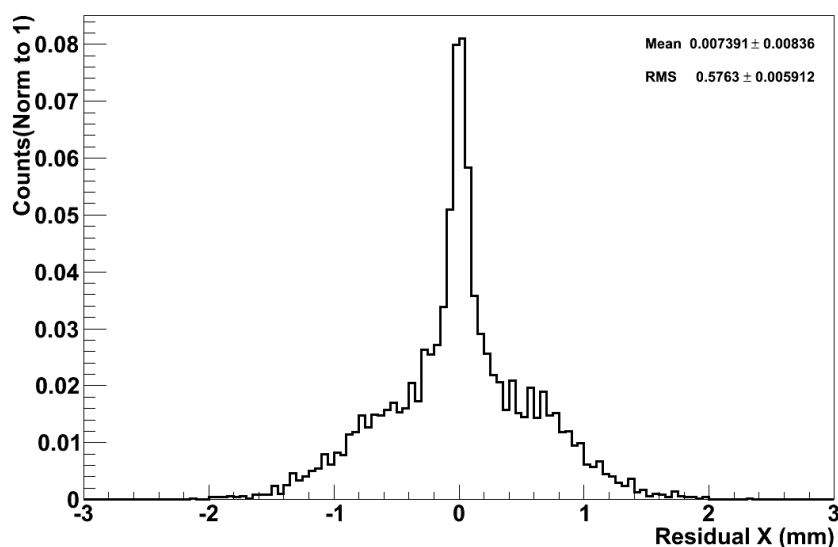


FIGURE 5.11 – Résidu de la position optimisée le long de l'axe x .

5.3 Mécanisme de la reconstruction de l'image

Afin d'évaluer les performances de l'imagerie à 3γ avec XEMIS2, notamment en termes de sensibilité et de résolution spatiale, nous allons procéder à la reconstruction de l'image. Cette reconstruction se fait à partir des hits obtenus par la simulation précédente de XEMIS2 à l'aide d'un code développé sous ROOT dans le groupe et indépendant de GATE. Les paramètres d'en-

trée nécessaires à la reconstruction sont obtenus grâce à la simulation sous GATE et utilisés ainsi dans le code de la reconstruction.

L'objectif du code de reconstruction est de fabriquer des LOR et des cônes à partir des clusters. L'intersection d'un cône et d'une LOR permet de localiser la désintégration du radionucléide. Ce sont les bases de la technique d'imagerie à 3γ proposée. Ce code a été développé pour des études de simulation mais devra à terme également fonctionner avec des données réelles.

5.3.1 Déclenchement de la TPC avec la lumière de scintillation

La stratégie de déclenchement est adaptée à la géométrie cylindrique de XEMIS2. Il est prévu d'obtenir une localisation approximative des rayons γ à l'aide de la lumière de scintillation répartis sur les PM. La faisabilité de cette méthode devra être étudiée en détail en simulant le transport et la détection de la lumière de scintillation dans XEMIS2. Cette étude ne fait pas partie de ce mémoire de thèse.

En supposant que la précision sur cette localisation des rayons γ est assez bonne, nous avons utilisé une simulation simplifiée où des groupes de clusters sont reconstitués avant de commencer l'analyse globale, voir figure 5.12.

Un algorithme simplifié est utilisé pour agréger les clusters primaires ; cet algorithme est supposé capable de fournir des résultats similaires à ceux de la logique de déclenchement des signaux PM. Cet algorithme commence à partir de n'importe quel cluster et essaie d'agréger un par un les autres clusters dans le groupe actuel. Les distances en 3D entre le cluster candidat et tous les clusters du groupe sont calculés. Le cluster est ajouté au groupe si sa distance à un des clusters du groupe est inférieure à une valeur donnée. Le nombre final de groupes formés devrait être d'au moins 3 afin d'initier la procédure de reconstruction des LOR et des cônes.

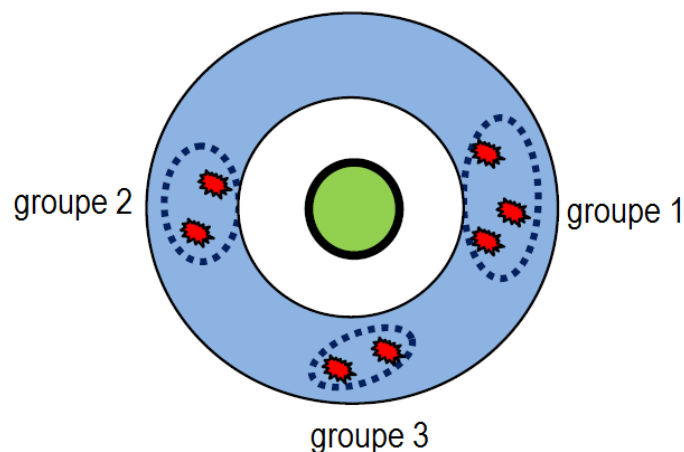


FIGURE 5.12 – Exemple d'un événement à 3γ où 3 groupes de clusters sont reconstitués, les groupes 1 et 2 correspondent aux interactions de deux photons de 511 keV et le groupe 3 correspond à l'interaction du troisième photon γ .

5.3.2 Reconstruction des LOR

La première étape du processus de reconstruction en imagerie 3γ est de construire une LOR à partir de la détection des deux photons γ de 511 keV émis dos à dos. Les étapes de reconstruction sont énumérées ci-dessous :

1. Chaque combinaison de deux clusters parmi tous les groupes est constituée. Si la ligne joignant les deux clusters ne croise pas le FOV (Field Of View) alors cette combinaison est rejetée comme illustré sur la figure 5.13.

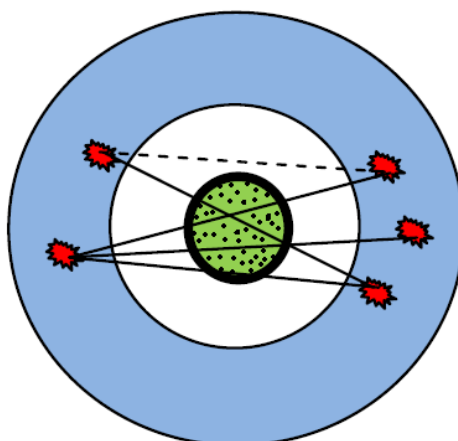


FIGURE 5.13 – Exemple d'un événement à 2 groupes de clusters, le premier groupe contient 2 clusters et le deuxième en contient 3. Le champ de vue de la camera (FOV) est en pointillé. La combinaison des deux clusters représentée comme une ligne en pointillés est rejetée.

2. Afin de former une trace correspondant à chaque groupe, la séquence de Compton est testée sur les deux côtés de la trace candidate séparément. Si l'énergie cumulée, qui est la somme de l'énergie de groupe $E_T = \sum_{i=1}^N E_{ci}$ est à l'intérieur d'une fenêtre de 3σ autour de 511 keV le suivi d'histoire du rayon γ est arrêté. Si ce critère est vérifié dans la première étape ($N = 1$), cela signifie que le rayon γ de 511 keV a été soumis à l'effet photoélectrique et le suivi de son évolution ultérieure doit être continué.
3. Ensuite, la diffusion Compton est testée selon les critères suivants. L'énergie du cluster analysé devrait être inférieure à l'énergie du front Compton E_{FC} pour les photons de 511 keV, $E_{FC} = 341$ keV.
4. Pour le vertex d'ordre i , l'angle de diffusion θ_{ei} est calculé à partir de l'énergie E_{ci} du cluster et comparé à l'angle géométrique θ_{gi} :

$$\cos \theta_{ei} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_{gi}} + \frac{m_e c^2}{E_{gi-1}}, \quad (5.1)$$

$$\cos \theta_{ei} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_{gi-1} - E_{ci}} + \frac{m_e c^2}{E_{gi}}. \quad (5.2)$$

Dans les équations ci-dessus E_{gi} est l'énergie du rayon γ atteinte au vertex d'ordre i après la diffusion Compton.

L'angle géométrique est déterminé à partir des directions du rayon γ u_{i-1} et u_i .

$$\cos \theta_{gi} = \frac{u_{i-1} \times u_i}{\|u_{i-1}\| \times \|u_i\|}. \quad (5.3)$$

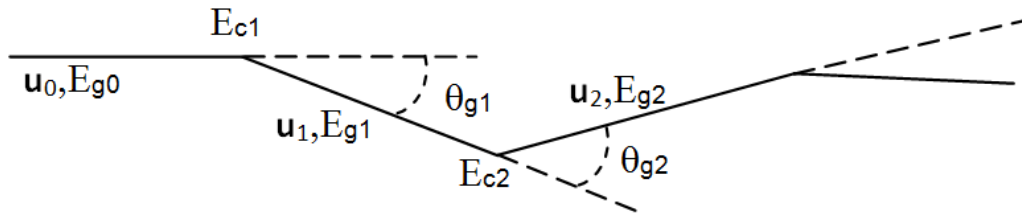


FIGURE 5.14 – Illustration d'une séquence Compton d'un côté de la trace candidate. Il est à noter que $E_{g0} = 511$ keV est censé être parfaitement connu, et u_0 est la direction définie par la combinaison initiale de deux clusters.

5. Au vertex d'ordre i , la valeur de l'angle déterminée en utilisant la cinématique Compton est ensuite comparée à celle obtenue par un calcul géométrique, à l'aide d'un test d'hypothèse χ^2 :

$$\chi^2 = \left(\frac{\cos \theta_{gi} - \cos \theta_{ei}}{\sigma_i^2} \right)^2, \quad (5.4)$$

Pour toute la trace, un chi-carré normalisé est calculé : $\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} \chi_i^2$, où σ_i a deux contributions, associées aux incertitudes sur les mesures spatiales et à l'incertitude sur la mesure de l'énergie :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{\cos \theta_{gi}}^2 + \sigma_{\cos \theta_{ei}}^2. \quad (5.5)$$

Chaque contribution est calculée à partir du théorème des propagations d'erreur, à savoir :

$$\sigma_{\cos \theta_{gi}}^2 = \sum_{g=i-1}^{i+1} \sum_{k=1}^3 \left(\frac{\delta \cos \theta_{gi}}{\delta x_{jk}} \right)^2 \sigma_{x_{jk}}^2, \quad (5.6)$$

où x_{jk} ($k = 1, 3$) sont les coordonnées mesurées au vertex d'ordre j et $\sigma_{x_{jk}}^2$ ($k = 1, 3$) sont les incertitudes associées.

De la même façon, la propagation de l'erreur sur la détermination de l'angle de diffusion conduit à :

$$\sigma_{\cos \theta_{ei}}^2 = \frac{(m_e c^2)^2}{(E_{gi-1} - E_{ci})^4} \sigma_{E_{ci}}^2 + \left[\frac{m_e c^2}{(E_{gi-1} - E_{ci})^2} - \frac{m_e c^2}{(E_{gi-1})^2} \right] \sigma_{E_{gi-1}}^2. \quad (5.7)$$

Si la valeur de χ^2 est plus grande qu'une valeur donnée, par exemple 9, i.e. une coupure à 3σ , le cluster candidat est alors rejeté. Dans le cas contraire, la procédure de tracking se poursuit jusqu'à ce que il n'y ait plus de clusters disponibles.

6. La distance d entre le cluster candidat d'ordre $i + 1$ et le cluster courant i ne doit pas dépasser une valeur maximale, fonction du libre parcours moyen associé à l'énergie actuelle $\lambda_i(E_{gi})$. Par exemple, un candidat est rejeté si la distance d est plus grande que 3 fois le libre parcours moyen.
7. La procédure de tracking est poursuivie jusqu'à l'épuisement de clusters disponibles restant.
8. Après l'exécution des étapes précédentes, plusieurs traces candidates peuvent être créées, puis une sélection doit être faite pour choisir la trace la plus probable. Le choix des traces candidates est définie d'abord par le nombre maximal de clusters puis par le meilleur χ^2 normalisé.

5.3.3 Reconstruction des cônes

La deuxième étape de la reconstruction d'un événement dans l'imagerie à 3γ est de reconstruire un cône à partir du troisième photon γ . Seuls les clusters qui n'ont pas été sélectionnés lors de l'étape de reconstruction des LOR sont considérés. Grâce à la mesure de l'énergie déposée et des trois coordonnées spatiales des lieux d'interaction des photons γ , les paramètres du cône sont alors déterminés.

Les étapes de la reconstruction des cônes sont énumérées ci-dessous :

1. Un cône est reconstruit à partir de deux clusters. L'axe du cône Δ est défini par une ligne reliant les deux points et l'angle d'ouverture θ est déduit de la mesure de l'énergie E_1 déposée lors de l'interaction intervenant au point 1 en utilisant la cinématique Compton 5.15.

$$\cos \theta = 1 - mc^2 \frac{E_1}{E_0(E_0 - E_1)}. \quad (5.8)$$

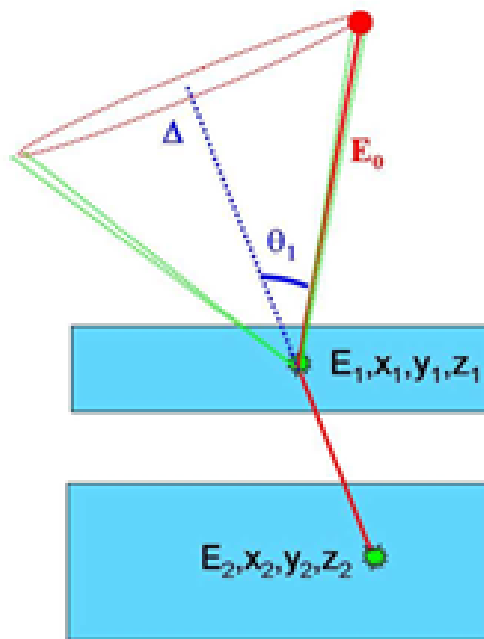


FIGURE 5.15 – Reconstruction d'un cône à partir de deux interactions mesurées.

2. La séquence Compton, lorsque deux interactions ont été détectées, n'est pas accessible par la mesure, c'est la raison pour laquelle les deux possibilités doivent être envisagées (1,2) et (2,1). Lorsque plus de deux clusters sont présents, toutes les combinaisons à deux clusters parmi tous les clusters doivent être prises en considération.
3. Chaque fois que possible, un cône est construit pour chacune des combinaisons. À ce niveau, des tests cinématiques simples sont réalisés, l'énergie du cluster numéro 1 doit être compatible avec la formule de diffusion Compton.
4. À partir de chaque combinaison de deux clusters, le tracking Compton est poursuivi de la même manière que pour la reconstruction des LOR. Étape par étape, tous les clusters sont testés pour être ajoutés à la trace en cours.

5. La reconstruction de la trace s'arrête lorsque l'une des conditions suivantes est réalisée : tous les clusters ont déjà été pris en compte ou l'énergie totale de la trace est plus grande que l'énergie du photon entrant minorée de la valeur de la résolution en énergie (au niveau d'un σ).
6. À la fin de la procédure décrite ci-dessus, plusieurs traces candidates peuvent être créées, et alors une sélection est réalisée pour choisir la trace la plus probable. À ce stade, les traces à deux clusters sont toutes conservées et les autres sont sélectionnées par ordre de priorité selon les critères suivants : le nombre maximal de clusters et la valeur maximale du χ^2 normalisé la plus petite.
7. La sélection finale du cône est effectuée après le test d'intersection avec la LOR, comme expliqué dans le paragraphe suivant.

5.3.4 Intersection LOR-cône

Après les étapes de reconstruction des LOR et des cônes, un événement est constitué d'une LOR unique et de plusieurs cônes candidats. Les étapes de la reconstruction des points d'intersection entre la LOR et les cônes, et les critères de sélection sont énumérés ci-dessous :

1. Toutes les intersections entre la LOR et les cônes candidats sont calculées. Si les intersections sont localisées dans le champ de vue de la caméra (FOV), elles sont alors acceptées pour l'étape suivante.
2. Uniquement les événements avec une seule intersection validée sont acceptés.
3. La précision de la localisation du point d'intersection dépend de nombreux paramètres : les résolutions spatiales aux points 1 et 2 du cône, les résolutions en énergie au point 1, la distance du point 1 au point d'intersection, l'angle entre la LOR et la surface du cône. Une estimation de l'erreur σ_c sur la localisation de l'intersection le long de la LOR est calculée numériquement en considérant la formule de propagation des erreurs. Chaque contribution est évaluée par la variation infinitésimale de chacun des paramètres mesurés ($x_1, y_1, z_1, E_1, x_2, y_2, z_2$). La distance entre l'intersection du nouveau cône avec la LOR et l'intersection du cône mesurée est calculée. Les contributions sont ensuite ajoutées quadratiquement pour calculer l'erreur finale. Ce calcul suppose qu'il n'y a pas de corrélation entre les mesures et que l'erreur sur la localisation de la LOR (de l'ordre d'1 mm) est négligeable.
4. Les événements sont sélectionnés suivant une coupure sur σ_c .

5.4 Configuration et performances de la caméra XEMIS2

Afin d'étudier l'influence des paramètres de la configuration de la caméra XEMIS2 et d'évaluer ses performances en termes de sensibilité et de résolution spatiale dans le cadre de l'imagerie du petit animal, des simulations ont été réalisées avec GATE. Ces simulations ont été suivies de la reconstruction des images à l'aide du code décrit dans la section précédente.

Nous allons en premier lieu étudier la sensibilité de la caméra XEMIS2 pour différentes configurations. Nous étudierons ensuite de manière détaillée la sensibilité et la résolution spatiale le long de la LOR de cette caméra. Une image reconstruite d'un fantôme simple sera finalement présentée.

5.4.1 Choix de la configuration de la caméra en fonction de la sensibilité

La sensibilité de la caméra XEMIS2 dépend principalement des matériaux utilisés pour construire l'enceinte et le cryostat isolants et leurs épaisseurs, de l'épaisseur de la zone morte du xénon liquide et de la profondeur de la zone active de celui-ci. Les photons γ doivent en effet traverser les parois du cryostat avant d'atteindre la zone active de xénon liquide.

5.4.1.1 Les matériaux et la zone morte

Pour estimer la réduction de sensibilité due à la zone morte de xénon liquide, de l'enceinte et du cryostat, la simulation d'une caméra idéale a été réalisée. Cette caméra est composée uniquement d'un cylindre de xénon liquide de rayon interne 7 cm et rayon externe 19 cm, ce cylindre est défini zone sensible de la TPC. La source de ^{44}Sc est ponctuelle et placée au centre du champ de vue de la caméra à l'intérieur d'une sphère d'eau de 0,5 cm de rayon. Cette sphère d'eau est nécessaire pour l'annihilation du positron résultant de la désintégration du ^{44}Sc . La sensibilité de cette configuration (indiquée par «Caméra idéale» dans le tableau 5.3 est de 5,17%.

Outre la configuration idéale précédente, une configuration réaliste a été simulée. Cette configuration est représentée sur la figure 5.4 dans le paragraphe (5.2.3). L'enceinte est en aluminium et l'épaisseur de la partie interne (fenêtre d'entrée des photons γ) est de 2 mm, quant au cryostat, il est en inox et fait 3 mm d'épaisseur pour la partie interne. Sur la paroi interne du cryostat il y a une couche de kapton d'une épaisseur qui ne dépasse pas 1 mm. Cette couche de kapton est suivie d'une couche de 3 mm de xénon non actif, qui est appelée zone morte dans le tableau 5.3, et correspond à la zone où le champ électrique n'est pas uniforme. À la suite de cette zone morte il y a la zone active qui fait, comme pour la configuration idéale, 12 cm d'épaisseur. La sensibilité trouvée de cette configuration par notre simulation est 2,12%.

Pour estimer la contribution de l'enceinte et du cryostat à la réduction de la sensibilité, nous avons fait la simulation de la caméra réaliste en remplaçant la zone morte de xénon liquide par

Configuration	Sensibilité %	Diminution de la sensibilité par rapport à la configuration idéale
Idéale	5,17	0 %
Réaliste	2,12	59%
Idéale avec le cryostat et l'enceinte	3,79	27%
Idéale avec la zone morte en LXe	3,11	40%

TABLE 5.3 – Les sensibilités obtenues pour plusieurs configurations simulées de la caméra XEMIS2.

le vide. Les éléments responsables de la diminution de la sensibilité dans cette nouvelle configuration sont alors uniquement l'enceinte et le cryostat. Cette sensibilité atteint alors 3,11% ce qui correspond à une diminution de 40% par rapport la sensibilité de la caméra idéale.

La même méthode a été appliquée pour estimer la contribution de la zone morte de xénon liquide dans la diminution de la sensibilité en remplaçant les parois internes de l'enceinte et le cryostat par le vide. La sensibilité atteint 3,79% ce qui correspond à une diminution de 27% par rapport à la sensibilité de la caméra idéale.

L'étude précédente souligne l'importance de réduire les épaisseurs de la zone morte de xénon liquide, de l'enceinte et du cryostat. Malheureusement, il est difficile de diminuer la zone morte au delà de 3 mm. En effet, la largeur de cette zone est contrainte par la distance minimale aux anneaux de champ permettant d'obtenir un champ électrique uniforme et également par la diffusion transverse du nuage électronique lorsque la distance de dérive est grande.

L'enceinte et le cryostat méritent une étude mécanique plus poussée pour réduire au minimum leurs épaisseurs. Nous avons fait une simulation d'une caméra réaliste avec une épaisseur du cryostat réduite de 3 à 2 mm pour estimer la gain en sensibilité. Nous obtenons une sensibilité de 2,77%. En comparant avec la sensibilité de la configuration réaliste qui était de 2,12%, nous en déduisons qu'un millimètre d'inox diminue la sensibilité absolue de 0,65%. Cet effet est relativement grand parce que les rayons γ traversent les parois de l'enceinte et du cryostat avec une incidence supérieure à 90°. Cette configuration plus favorable est prise en compte dans la suite de nos calculs.

5.4.1.2 Épaisseur de la zone active

Un autre facteur pouvant influencer la sensibilité est l'épaisseur de la zone active du xénon liquide. Nous avons fait plusieurs simulations avec plusieurs épaisseurs de la zone active afin d'étudier l'évolution de la sensibilité. Les résultats sont présentés sur la figure 5.16 et montrent clairement que plus la zone active est épaisse plus la sensibilité est grande. Toutefois, cette épaisseur est limitée par l'efficacité de détection du signal de scintillation produit loin des PM.

En effet, comme il est décrit dans le paragraphe (4.3.2), il n'est pas sûr de détecter un signal de photons optiques généré à une distance du PM supérieure à 12 cm dans le cas de XEMIS1 où

un seul PM est utilisé. Des simulations préliminaires montrent que le nombre de photoélectrons dans XEMIS2 est suffisant pour déclencher avec une profondeur de 12 cm.

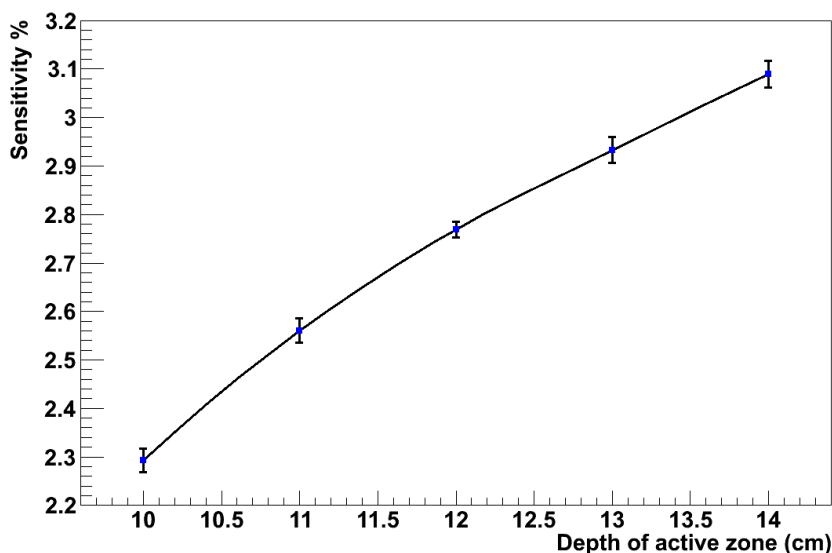


FIGURE 5.16 – Sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de l'épaisseur de la zone active de xénon liquide, la source est ponctuelle et placée dans une petite sphère d'eau de rayon de 5 mm au centre de la caméra.

5.4.2 Étude de la sensibilité

Pour une géométrie de caméra donnée, l'efficacité de détection des trois photons γ dépend aussi de la position (x, y, z) de la source dans le champ de vue, ce qui produit une image brute inhomogène. L'évolution de la sensibilité a été étudiée en fonction de la position axiale (z) d'une source ponctuelle dans le champ de vue de la caméra et selon la position radiale ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$).

Le fantôme simulé est ici un cylindre d'eau qui a les mêmes dimensions que le fantôme NEMA standard du rat i.e 15 cm de longueur et 2,5 cm de rayon. Le champ de vue considéré est un peu plus grand que le fantôme et fait 18 cm de longueur et 4 cm de rayon.

5.4.2.1 Dépendance axiale de la sensibilité

La figure 5.17 montre l'évolution de la sensibilité de la caméra en fonction de la position d'une source ponctuelle suivant l'axe z . Il faut noter ici que la source se trouve sur l'axe z ($r = 0$).

La sensibilité au centre du champ de vue de la caméra ($z = 0$) est égale à 1,71%. La réduction de la sensibilité par rapport à la valeur citée dans le paragraphe 5.4.1.1 (égale à 2,77%) est due à l'atténuation des photons γ dans le fantôme.

Il est normal que la sensibilité diminue avec l'augmentation de la distance entre la source et le centre de la caméra due à l'échappement de certains photons de la caméra.

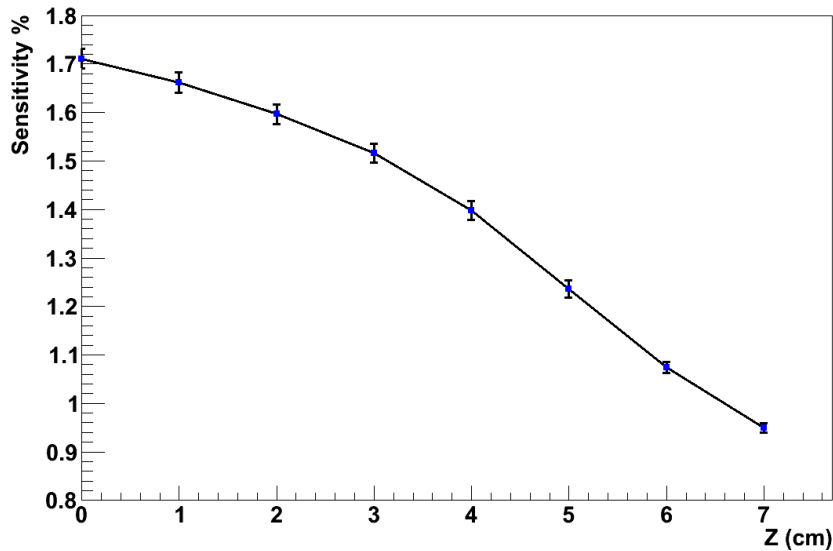


FIGURE 5.17 – Sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de la position de la source suivant l'axe z ($r = 0$).

5.4.2.2 Dépendance radiale de la sensibilité

La figure 5.18 montre l'évolution de la sensibilité en fonction de r pour une source ponctuelle pour $z = 0$. Cette figure montre que la sensibilité ne dépend pratiquement pas de la position radiale de la source.

La même figure présente aussi la sensibilité en fonction de r pour $z = 3,5$ cm et pour $z = 7$ cm. Il n'y a pas de dépendance radiale de la sensibilité quelque soit la position axiale de la source ce qui minimise les erreurs de corrections de sensibilité sur l'image finale.

5.4.3 Étude de la résolution spatiale le long de la LOR

Parmi les paramètres les plus importants pour caractériser l'imagerie à 3γ , il y a la résolution spatiale (notée R_{LOR}) le long de la ligne de réponse (LOR). Cette résolution est déduite de la distribution de la distance ΔL entre le point P_I de l'intersection de la LOR avec le cône et la projection sur la LOR P_P , du point d'émission P_E (voir figure 5.19).

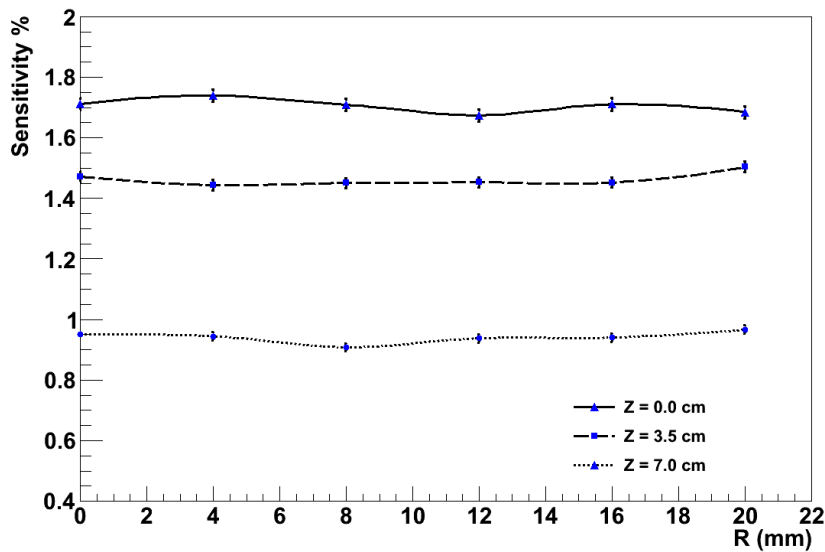


FIGURE 5.18 – La sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de la position de la source suivant le rayon r ($z = 0$).

La figure 5.20 présente la distribution ΔL pour une source ponctuelle placée dans le fantôme cylindrique. L'effet du champ de vue limité à $r = 4$ cm est visible sur cet histogramme. Nous avons choisi d'estimer la résolution spatiale le long de la LOR à partir de la largeur à mi-hauteur, FWHM, qui est égale à 2,45 cm pour cette distribution.

La largeur à mi-hauteur de la distribution de ΔL chute à 2,15 cm pour la même simulation décrite plus haut mais sans fantôme. Le fantôme contribue donc à dégrader la résolution le long de la LOR. En effet, certains rayons γ diffusent dans l'eau avant d'entrer dans le xénon liquide. Les paramètres du cône reconstruit sont alors erronés et celui-ci coupe la LOR loin du point d'émission, ou alors il ne la coupe pas.

5.4.3.1 Évolution dans le champ de vue

La résolution le long de la LOR a été discutée dans le paragraphe précédent pour une source ponctuelle au centre de la caméra. Nous allons maintenant discuter les variations de cette résolution suivant la position de la source ponctuelle dans le champ de vue et en présence du fantôme cylindrique.

La figure 5.21 présente l'évolution de R_{LOR} en fonction de z pour $r = 0$ mm. Nous constatons que les valeurs de la résolution le long de la LOR sont distribuées autour d'une droite correspondant à un ajustement par une constante dont la valeur est $2,40 \pm 0,14$ cm.

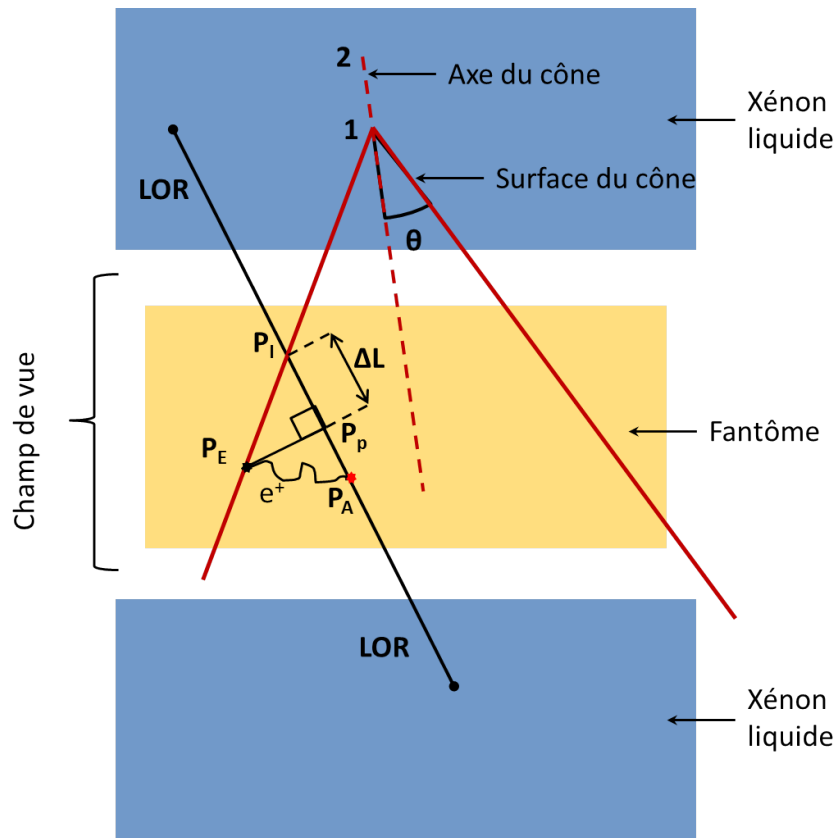


FIGURE 5.19 – Définition de ΔL , la distance entre le point de l'intersection P_I du cône reconstruit avec la LOR et la projection P_P du point d'émission P_E sur la LOR. P_A est le point de l'annihilation du positron.

La résolution le long de la LOR ne dépend pas de r comme il est présenté par la figure 5.22 qui représente l'évolution de R_{LOR} en fonction de r pour une source ponctuelle qui a $z = 0$ cm.

Cependant, pour généraliser l'étude de l'évolution de la résolution spatiale le long de la LOR dans le champ de vue de la caméra, nous avons analysé l'évolution de R_{LOR} en fonction de r pour $z = 3,5$ cm et $z = 7$ cm, voir figure 5.23. Cette figure montre une quasi-uniformité de R_{LOR} en fonction de r partout dans le champ de vue de la caméra.

5.4.3.2 Un estimateur pour améliorer la résolution spatiale le long de la LOR

L'étude précédente de la résolution le long de la LOR en fonction de la position de la source dans le champ de vue de la caméra a montré que sa valeur se situe entre 2,22 et 2,48 cm. Cependant, il est possible d'améliorer ces valeurs en utilisant un estimateur σ_c (défini dans le paragraphe 5.3.4) de ΔL .

Afin de vérifier la qualité de notre variable σ_c en tant qu'estimateur de la résolution spatiale le long de la LOR, nous avons fait une étude de la largeur à mi-hauteur de ΔL en fonction de

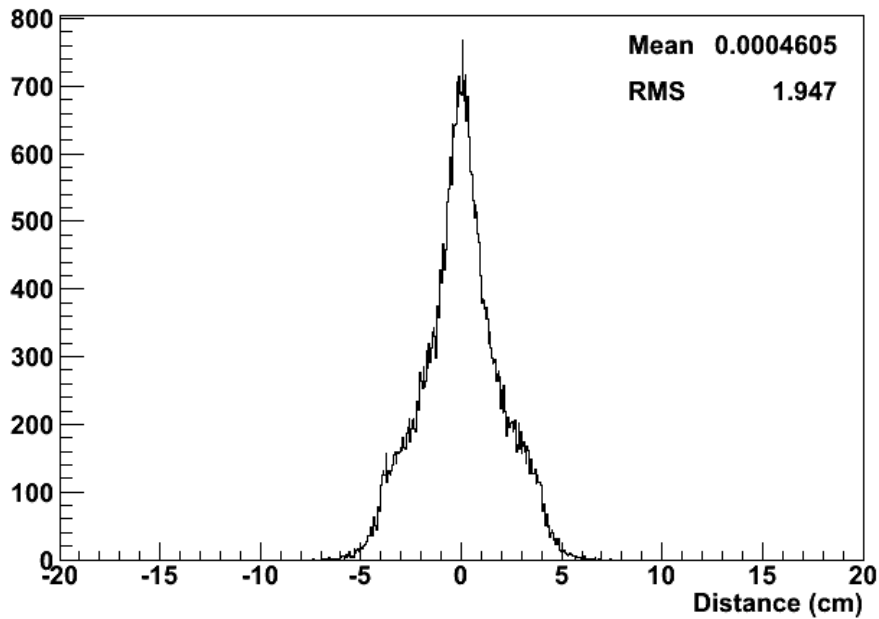


FIGURE 5.20 – Distribution de ΔL pour une source ponctuelle au centre de la caméra en présence du fantôme.

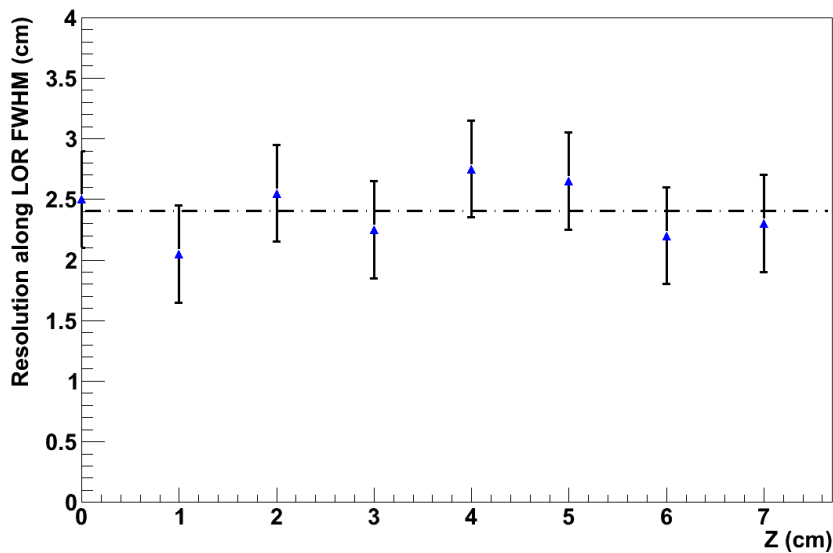


FIGURE 5.21 – La résolution spatiale le long de la LOR en fonction de z avec l'ajustement par une constante en pointillé (pour $r = 0$ mm).

σ_c . Pour cela nous avons subdivisé l'histogramme de σ_c (montré par la figure 5.24) en plusieurs tranches, et nous avons calculé la largeur à mi-hauteur de ΔL pour chacune des tranches. Le résultat est représenté par la figure 5.25. Cette figure montre une évolution quasiment linéaire

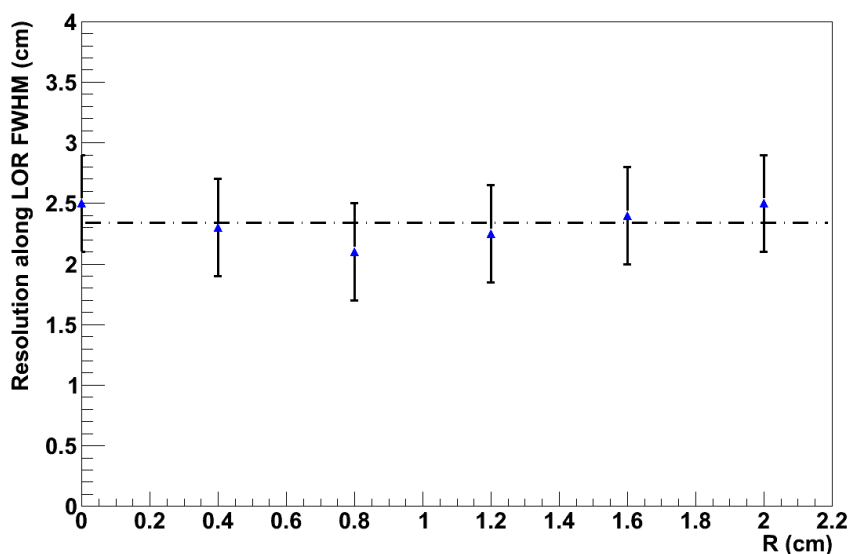


FIGURE 5.22 – La résolution spatiale le long de la LOR en fonction de r avec l’ajustement en pointillé (pour $z = 0$ cm).

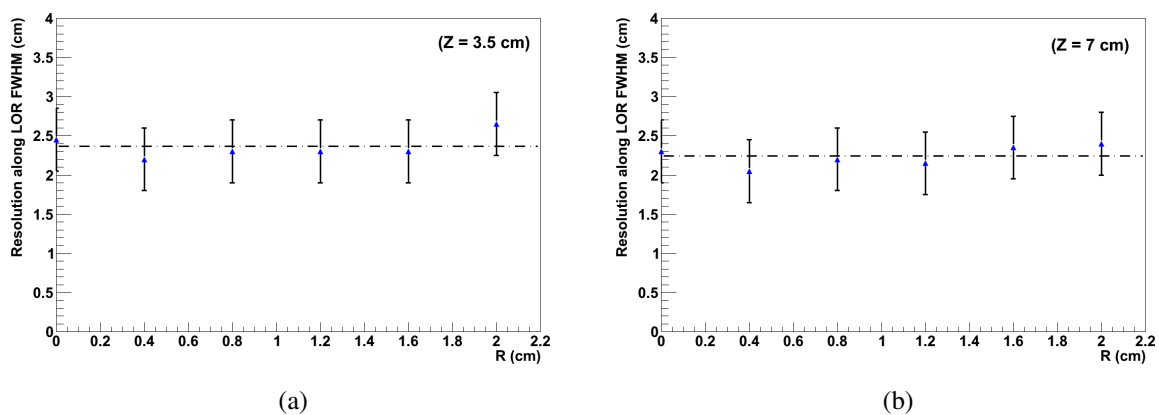


FIGURE 5.23 – La résolution spatiale le long de la LOR en fonction de r avec l’ajustement en pointillé pour : (a) $z = 3.5$ cm, (b) $z = 7$ cm.

de la résolution spatiale le long de la LOR en fonction de la moyenne de l’estimateur σ_c , ce qui valide cet estimateur dans la zone d’intérêt de la largeur à mi-hauteur de ΔL , qui s’étend de quelques millimètres à quelques centimètres.

La figure 5.26 montre la résolution spatiale le long de la LOR en fonction de σ_c . Il est possible alors d’obtenir une résolution spatiale le long de la LOR meilleure que 1 centimètre en ne conservant que les événements avec une faible valeur de σ_c .

La première conséquence de cette coupure est une réduction importante de la sensibilité

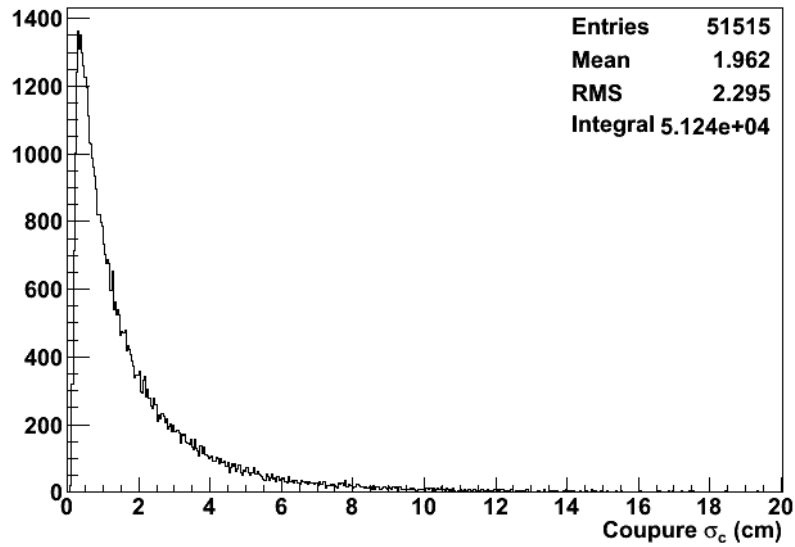


FIGURE 5.24 – Estimateur σ_c de la résolution spatiale le long de la LOR.

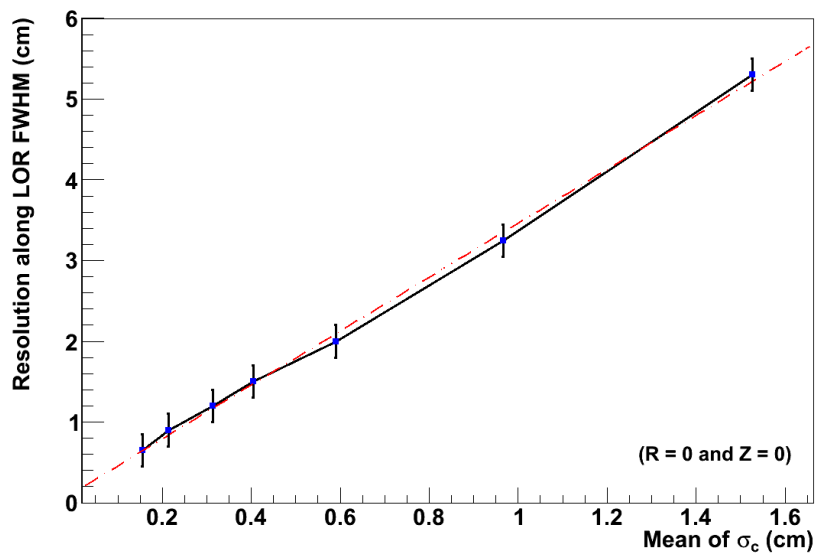


FIGURE 5.25 – Évolution de la résolution spatiale le long de la LOR, représentée par la largeur à mi-hauteur de ΔL , en fonction de la moyenne de l'estimateur σ_c . La ligne en pointillée est l'ajustement de cette évolution par une fonction affine.

de la caméra, voir figure 5.27. Par exemple, lorsque la valeur de la coupure est $\sigma_c < 1$ cm, la sensibilité est réduite de 1,72 % à 0,75 %.

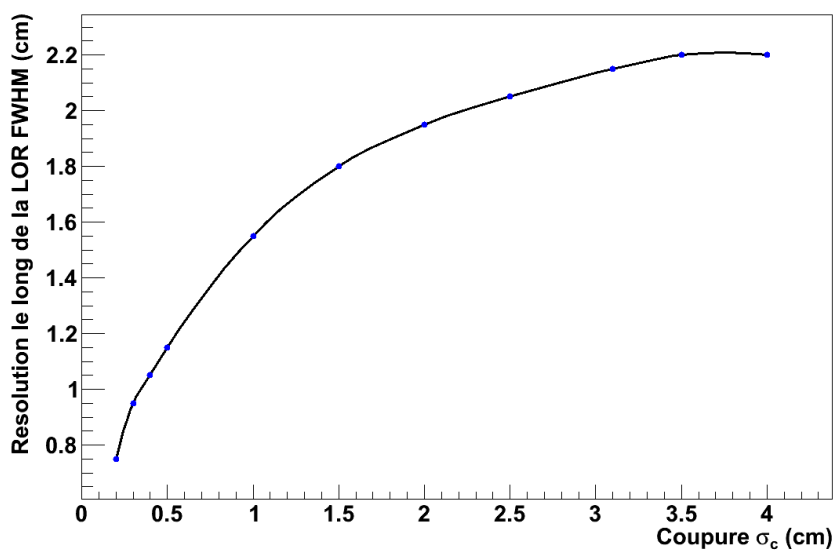


FIGURE 5.26 – La résolution spatiale le long de la LOR, représentée par la FWHM de ΔL , en fonction de la coupure sur σ_c .

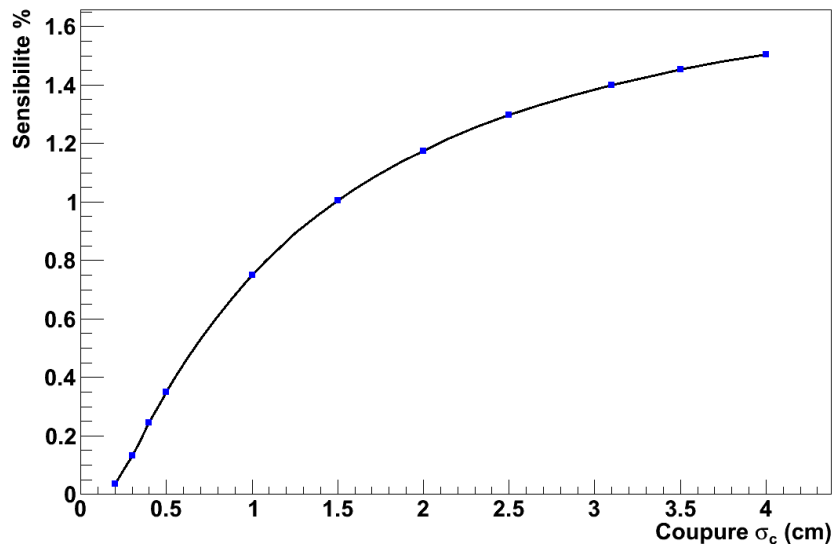


FIGURE 5.27 – Sensibilité de la caméra XEMIS2 en fonction de la coupure sur σ_c .

5.4.4 Modalités de reconstruction de l'image

Compte tenu de la possibilité de sélectionner des événements 3 γ avec une très bonne précision le long de la LOR (coupure sur σ_c), nous envisageons l'application de deux modalités de la reconstruction d'image : la reconstruction dite «3D directe» et la reconstruction tomographique.

Reconstruction 3D directe

La reconstruction 3D directe peut être utilisée en appliquant des coupures restrictives sur σ_c . Dans ce cas, la sensibilité devient relativement faible, mais il est possible de reconstruire l'image de la source sans application des algorithmes tomographiques.

À titre d'exemple, pour une coupure de 4 mm sur σ_c , la sensibilité globale de la caméra vaut 0,24% et la résolution le long de la LOR est égale à 1.05 cm. Dans ce cas, il est possible d'afficher directement les points reconstruits dans un histogramme à trois dimensions, ce qui donne une image de la source de ^{44}Sc pour la tranche centrale (figure 5.28 (a)). En projetant la tranche centrale sur l'axe x (figure 5.28 (b)), nous obtenons une résolution spatiale de l'image de l'ordre de 5 mm (FWHM). Sur la figure 5.29, nous constatons que cette source n'est plus visible à une distance de quelques millimètres de la source suivant l'axe z , ce qui implique une bonne résolution suivant cet axe. L'image est alors reconstruite sans avoir recours à un algorithme de reconstruction tomographique.

La reconstruction directe peut être utile pour inférer la distribution en 3D de radionucléides dans le corps imagé. Par exemple, il serait possible de définir une région d'intérêt (ROI) pour de plus amples investigations et d'avoir une estimation préliminaire de la quantité d'activité dans une zone prédéfinie.

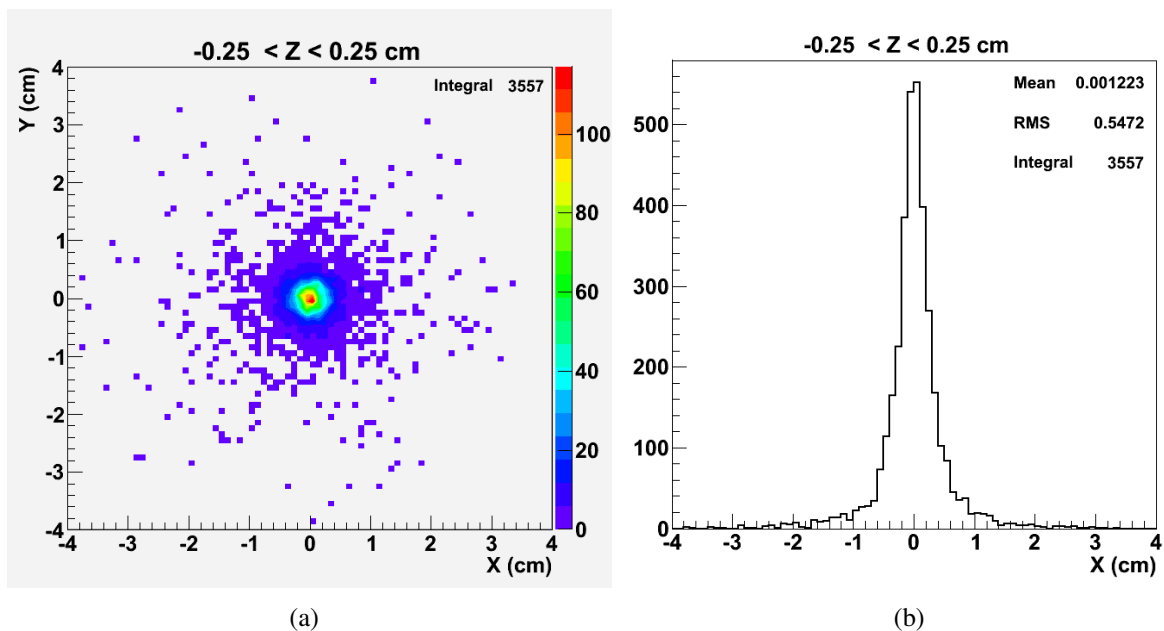


FIGURE 5.28 – Image d'une coupe centrale (de 5 mm d'épaisseur avec des pixels de 1 mm de côté suivant x et y) d'une source ponctuelle de ^{44}Sc : (a) l'image de la coupe sur le plan (x, y) (b) la projection sur l'axe x .

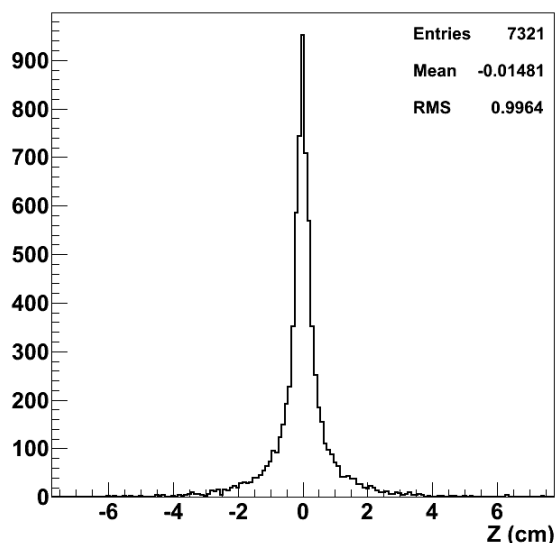


FIGURE 5.29 – Image de la source ponctuelle de ^{44}Sc projetée sur l'axe z .

Reconstruction tomographique

La deuxième modalité envisagée est la reconstruction tomographique. Dans ce cas, il est possible d'augmenter la sensibilité par rapport à la modalité directe, et d'appliquer une reconstruction tomographique pour améliorer la qualité de l'image finale.

Par exemple, l'application d'une coupure de 1,5 cm sur σ_c de la simulation précédente offre une sensibilité égale à 1% et une résolution le long de la LOR de 1,8 cm. En comparant avec la TOF-PET, cette résolution spatiale est équivalente à une résolution temporelle de 67 ps. Nous prévoyons donc d'obtenir des images d'une très bonne qualité en appliquant un algorithme de TOF-PET sur notre système d'imagerie à 3γ .

La figure 5.30 montre la tranche centrale d'une image tomographique préliminaire d'une source sphérique de 5 mm de diamètre placée au centre de la caméra. Cette source est superposée à une source uniforme remplissant le fantôme avec un facteur de contraste de 4. L'activité de la source contenue dans le fantôme est de 20 kBq et la durée de l'acquisition est de 20 minutes.

Cette image est reconstruite en appliquant l'algorithme MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization) sur toutes les LOR reconstruites dont celles ayant une intersection avec un cône (événements 3γ). Les voxels de l'image font 1 mm de coté. La source sphérique apparaît clairement sur l'image. La figure 5.30 montre aussi le profil d'une zone centrale de l'image idéale et de l'image reconstruite. Nous constatons que le rapport du contraste est bien reproduit et que la zone autour de la source sphérique est relativement uniforme.

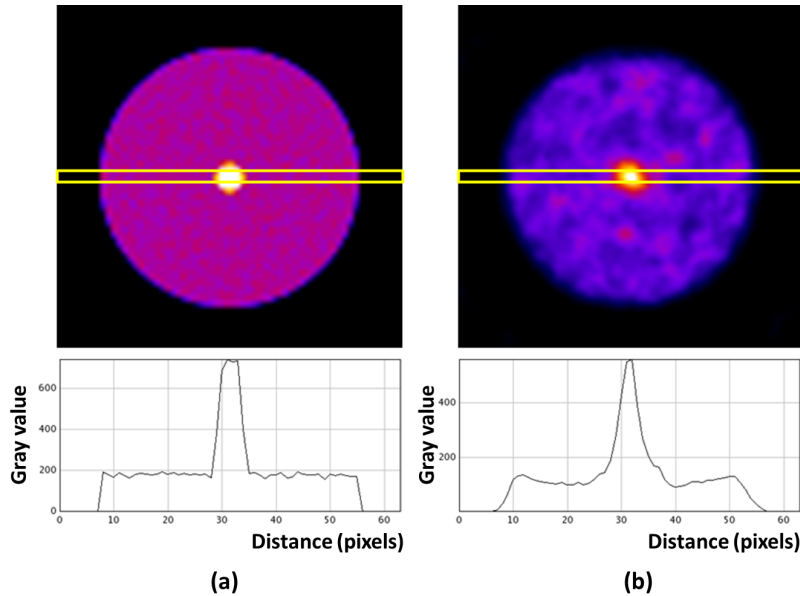


FIGURE 5.30 – Reconstruction tomographique d’une source sphérique avec un facteur de contraste de 4 simulée avec XEMIS2 : (a) coupe (x,y) de l’image générée (image idéale) avec son profil en bas de la zone encadrée en jaune (b) coupe (x,y) de l’image reconstruite avec son profil de la zone encadrée en jaune.

5.5 Conclusion

Un nouveau modèle de XEMIS2 a été proposé ici, il s’agit d’une caméra cylindrique remplie au xénon liquide pour l’imagerie 3γ au petit animal. Selon notre simulation, cette caméra cylindrique a une sensibilité beaucoup plus élevée, d’un facteur 10, par rapport au modèle précédent composé d’une caméra TEP associée à un télescope Compton [8].

La simulation d’une telle caméra n’était pas possible avec la version de base de GATE, nous y avons ajouté certaines fonctionnalités comme l’aspect multi-systèmes qui est disponible maintenant dans la nouvelle version 6.2 de GATE.

Pour évaluer les performances de la caméra XEMIS2 proposée, nous avons placé une source ponctuelle de ^{44}Sc au centre d’un fantôme d’eau d’un rayon de 2,5 cm et une largeur de 15 cm. Nous avons trouvé une résolution en énergie de $\sim 4,45\%$ sur le pic à 511 keV pour un champ électrique de 2 kV/cm. La résolution spatiale des clusters est de 0.55 mm suivant les axes transverses, x et y , et de 0.25 mm suivant l’axe z pour des pixels carrés de 3 mm de côté.

Les dernières valeurs de la simulation sont injectées dans un code développé sous ROOT que nous utilisons pour reconstruire les images résultant des croisements des LOR et des cônes. Nous avons étudié la configuration sous plusieurs aspects. Nous avons trouvé qu’il est important de réduire au maximum la zone morte du xénon liquide et réduire le plus possible les épaisseurs de l’enceinte et le cryostat afin d’améliorer la sensibilité de la caméra. Nous avons trouvé aussi

que la sensibilité est proportionnelle à l'épaisseur de la zone active du xénon liquide, toutefois cette épaisseur doit rester limitée afin d'obtenir une bonne efficacité de détection des photons UV.

Concernant les performances de la caméra, nous avons trouvé une sensibilité de 2,77% ,pour une source ponctuelle de ^{44}Sc placée au centre de la caméra, sans fantôme. Cette sensibilité se réduit à 1,72% en présence du fantôme cylindrique. La sensibilité se réduit en éloignant la source du centre de la caméra suivant l'axe z , mais reste quasiment constante en fonction de la distance radiale.

L'évolution de la résolution spatiale le long de la LOR est quasiment indépendante de la position de la source dans le champ de vue. Il est possible d'améliorer cette résolution en faisant des coupures sur l'estimateur de la résolution le long de la LOR. Avec cette méthode il est possible d'obtenir une résolution spatiale le long de la LOR de moins de 1 cm ce qui est équivalent à une TOF-PET dont la résolution temporelle est de 67 ps. Cette bonne résolution rend notre système capable de faire l'imagerie à 3γ événement par événement et sans avoir besoin d'une reconstruction tomographique. Nous prévoyons toutefois qu'il est possible d'améliorer la qualité des images finales obtenues en appliquant des algorithmes similaires à ceux de la TOF-PET.

Les performances obtenues avec XEMIS2 laissent présager des résultats prometteurs pour l'imagerie du petit animal. Au vu des résultats des simulations, il apparaît qu'un travail de R&D important sur le télescope Compton au xénon liquide permettra d'améliorer de manière significative les performances de l'imagerie à trois photons gamma.

Conclusion

Le travail de cette thèse a porté sur le développement de la simulation à l'aide de GATE d'un télescope Compton au xénon liquide et de l'imagerie à 3γ chez le petit animal.

Nous avons présenté dans le chapitre 1 les différentes modalités d'imagerie nucléaire fonctionnelle et expliqué le principe de notre nouvelle modalité, l'imagerie à 3γ . Cette nouvelle modalité proposée par le laboratoire SUBATECH repose sur l'utilisation d'un nouveau radio-élément (β^+ , γ), le ^{44}Sc . Il est possible d'obtenir la position en 3D du lieu de la désintégration événement par événement par l'intersection de ligne de réponse reconstruite à partir de deux gamma de 511 keV et le cône reconstruit par le télescope Compton à partir du troisième photon gamma.

Le xénon liquide est le milieu de détection naturellement adapté pour l'imagerie 3γ . Parmi les caractéristiques intéressantes du xénon liquide exposées dans le chapitre 2, nous pouvons citer en premier lieu sa masse volumique relativement élevée, $\approx 3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, et son grand numéro atomique, $Z = 54$, qui lui confèrent une bonne sensibilité de détection de photons γ d'énergie proche de 1 MeV. La phase liquide permet d'envisager de grands volumes de détection monolithiques. La faible énergie d'ionisation du xénon permet d'obtenir un rendement élevé d'ionisation. Enfin, deux signaux sont détectables suite à ce dépôt d'énergie, un signal de scintillation et un signal d'ionisation.

Afin de tester la faisabilité du télescope Compton, un prototype, XEMIS1, de petite dimension, a été construit à SUBATECH. Les résultats de ce prototype sont très prometteurs, notamment grâce à un bruit électronique très faible de l'ordre de 100 électrons. Il s'agit du plus faible bruit électronique jamais utilisé dans un instrument au xénon liquide. La résolution temporelle a été mesurée à $\approx 150 \text{ ns}$, ce qui équivaut à une résolution spatiale le long de la hauteur de la TPC de l'ordre de $\approx 300 \mu\text{m}$. La résolution en énergie atteinte est extrêmement proche de la résolution intrinsèque du xénon liquide.

La simulation est un outil indispensable dans le domaine de l'imagerie nucléaire. Elle contribue à la conception du système d'imagerie, à l'estimation de ses performances et à optimiser

le coût de la réalisation d'un tel système. Nous avons choisi GATE afin de faire nos simulations de notre détecteur et notre système d'imagerie proposé.

GATE est parmi les applications les plus importantes de Geant4 dans le domaine médical. Ce logiciel open source développé par la collaboration internationale OpenGATE est dédié à la simulation numérique de l'imagerie médicale et de la radiothérapie. En utilisant un mécanisme de macros facile à mettre en œuvre par l'utilisateur, GATE permet de simuler aussi bien des systèmes d'imagerie simples ou plus sophistiqués.

Nous nous sommes concentrés dans le chapitre 3 sur la validation de la physique de Geant4 dans le xénon liquide et le choix des paramètres physiques à utiliser, comme le modèle physique et le limiteur de pas, une comparaison des sections efficaces des processus physiques des particules gamma a été faite. Cette comparaison montre un accord quasi total avec les données de NIST pour le modèle Livermore et le modèle Penelope. Le choix du limiteur de pas a été étudié en fonction de la diffusion du nuage électronique généré par des électrons de 511 keV. Cette étude montre qu'il est préférable d'utiliser des valeurs de quelques dizaines de micromètres pour ce limiteur.

GATE, dans sa version originale, n'étant pas capable de simuler les chambres à projection temporelle, nous y avons ajouté des nouveaux composants pour qu'il soit capable de simuler ce type de détecteurs. Parmi ces composants il y a l'anode, des modules pour simuler le signal d'ionisation et d'autres pour simuler le signal de scintillation.

En introduisant les paramètres expérimentaux mesurés de notre détecteur dans notre simulation (voir chapitre 4), nous avons obtenu des résultats en bon accord avec les données expérimentales concernant le spectre en énergie, la taille des clusters ainsi que la profondeur de l'interaction mesurée dans le xénon liquide. L'efficacité de déclenchement de notre trigger peut atteindre 100% avec un seuil bas d'après la simulation du signal de scintillation.

Une nouvelle configuration de XEMIS2 a été proposée pour construire une caméra dédié à l'imagerie du petit animal, voir chapitre 5. Il s'agit d'une caméra cylindrique remplie au xénon liquide, qui permet de construire les lignes de réponse et les cônes en même temps. Cette caméra cylindrique a une sensibilité beaucoup plus élevée, d'un facteur de 10, que le modèle composé d'une caméra TEP avec un télescope Compton.

Afin de simuler une telle caméra avec GATE, nous y avons ajouté certains aspects, surtout l'aspect multi-systèmes qui est disponible dans la version 6.2 de GATE.

À partir de notre simulation de notre caméra proposée et en utilisant une source ponctuelle de ^{44}Sc placée au centre d'un fantôme d'eau d'un rayon de 2,5 cm et une largeur de 15 cm, nous avons trouvé une résolution en énergie de $\sim 4,45\%$ du pic de 511 keV en appliquant un champ électrique de 2 kV/cm sur les TPC. La résolution spatiale des clusters est de 0,55 mm suivant les axes transverses, x et y , et de 0,25 mm suivant l'axe z pour des pixels carrés de 3 mm de côté.

Les dernières valeurs de la simulation sont injectées dans un code développé sous ROOT que nous utilisons pour construire les images des croisements des LOR et des cônes. Nous

avons trouvé une sensibilité de 2,77% pour une source ponctuelle de ^{44}Sc placée au centre de la caméra, sans fantôme. Cette sensibilité se réduit à 1,72 en présence du fantôme cylindrique. Nous avons étudié l'homogénéité de la réponse de la caméra à partir de l'évolution de la sensibilité en fonction de la position axiale et la position radiale d'une source ponctuelle dans son champ de vue. Nous avons trouvé que la sensibilité se réduit en éloignant la source du centre de la caméra suivant son axe, mais reste quasiment constante suivant son rayon.

La résolution spatiale le long de la LOR est quasiment indépendante de la position de la source dans le champ de vue. Il est possible d'améliorer cette résolution en appliquant des coupures sur l'estimateur de la résolution spatiale le long de la LOR. Avec cette méthode il est possible d'obtenir une résolution spatiale le long de la LOR de moins de 1 cm, ce qui est équivalent à une TOF-PET avec une résolution temporelle de moins de 67 ps. Cette bonne résolution permet d'envisager une imagerie à 3γ événement par événement et sans avoir besoin d'une reconstruction tomographique. Toutefois, il est possible d'améliorer la qualité des images finales obtenues en appliquant les algorithmes utilisés dans la TOF-PET.

Les performances obtenues avec XEMIS2 laissent présager des résultats prometteurs pour l'imagerie du petit animal. Au vu des résultats de simulation, il apparaît que grâce à un effort important de R&D sur le télescope Compton au xénon liquide, l'imagerie à 3γ pourrait devenir une nouvelle modalité d'imagerie prometteuse pour l'homme.

Bibliographie

- [1] P. Dubois. Historique de l'imagerie en médecine nucléaire. *IRBM*, 30(2) :40 – 46, 2009. [9](#)
- [2] B. Cassen, L. Curtis, C.W. Reed, and U.S. Atomic Energy Commission. *A Sensitive Directional Gamma Ray Detector*. U.S. Government Printing Office, 1949. [9](#)
- [3] Z. H. Cho and M. R. Farukhi. Bismuth germanate as a potential scintillation detector in positron cameras. *Journal of Nuclear Medicine*, 18(8) :840–844, 1977. [10](#)
- [4] C. J. Thompson, Y. L. Yamamoto, and E. Meyer. Positron imaging device for dynamic brain studies. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 26(1) :583 –589, feb 1979. [10](#)
- [5] C.A. Burnham, D.E. Kaufman, D.A. Chesler, C.W. Stearns, D.R. Wolfson, and G.L. Brownell. Cylindrical pet detector design. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 35(1) :675 –679, feb. 1988. [10](#)
- [6] C.L. Melcher and J.S. Schweitzer. Cerium-doped lutetium oxyorthosilicate : a fast, efficient new scintillator. In *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 1991., Conference Record of the 1991 IEEE*, volume 1, pages 228 –231, nov 1991. [10](#)
- [7] Irène Buvat. Quantification in emission tomography : Challenges, solutions, and performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 571 :10 – 13, 2007. [10](#)
- [8] Cyril Grignon. *Étude et développement d'un télescope Compton au xénon liquide dédié à l'imagerie médicale fonctionnelle*. Phd thesis, Université de Nantes, 2007. [xi](#), [xiv](#), [12](#), [107](#), [108](#), [110](#), [136](#)
- [9] Tugdual Oger. *Développement expérimental d'un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale fonctionnelle*. Phd thesis, Ecole des Mines de Nantes, 2012. [xi](#), [xiii](#), [13](#), [58](#), [94](#), [95](#), [98](#), [99](#), [101](#), [103](#)

- [10] Sunhee Kim and James M. Mountz. SPECT Imaging of Epilepsy : An Overview and Comparison with F-18 FDG PET. *International Journal of Molecular Imaging*, volume (2011), 2011. [xi, 16](#)
- [11] Westley C. Evans, David Gilmore, and Jeffrey English. The Role of PET and PET/CT in Managing the Care of Lymphoma Patients. *Journal of Nuclear Medicine Technology*, 39(3) :190–194, 2011. [xi, 21](#)
- [12] Gerd Muehllehner and Joel S Karp. Positron emission tomography. *Physics in Medicine and Biology*, 51(13) :R117, 2006. [22](#)
- [13] Lawrence Berkeley National Laboratory. Scintillation properties. <http://scintillator.lbl.gov/>. [ix, 23](#)
- [14] David W. Townsend. Positron emission tomography/computed tomography. *Seminars in Nuclear Medicine*, 38(3) :152 – 166, 2008. [27](#)
- [15] Virginia Ch. Spanoudaki and Craig S. Levin. Photo-Detectors for Time of Flight Positron Emission Tomography (ToF-PET). *Sensors*, 10(11) :10484–10505, 2010. [27](#)
- [16] S.C. Strother, M.E. Casey, and E.J. Hoffman. Measuring pet scanner sensitivity : relating countrates to image signal-to-noise ratios using noise equivalent counts. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 37(2) :783 –788, apr 1990. [27](#)
- [17] D.B. Everett, J.S. Fleming, R.W. Todd, and J.M. Nightingale. Gamma-radiation imaging system based on the compton effect. *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, 124(11) :995, november 1977. [29](#)
- [18] T. Kamae, N. Hanada, and R. Enomoto. Prototype design of multiple compton gamma-ray camera. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 35(1) :352 –355, feb. 1988. [29](#)
- [19] Christopher John Solomon and Robert John Ott. Gamma ray imaging with silicon detectors – A Compton camera for radionuclide imaging in medicine. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 273(2 - 3) :787 – 792, 1988. [29](#)
- [20] J.D. Kurfess and B.F. Phlips. Coincident compton nuclear medical imager. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE*, volume 2, pages 1166 – 1170 vol.2, nov. 2001. [29](#)
- [21] C. Grignon, J. Barbet, M. Bardiès, T. Carlier, J.F. Chatal, O. Couturier, J.P. Cussonneau, A. Faivre, L. Ferrer, S. Girault, T. Haruyama, P. Le Ray, L. Luquin, S. Lupone, V. Métivier, E. Morteau, N. Servagent, and D. Thers. Nuclear medical imaging using $\beta^+\gamma$ coincidences from ^{44}Sc radio–nuclide with liquid xenon as detection medium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 571(1 - 2) :142–145, 2007. [29](#)

- [22] Brookhaven National Laboratory. Nuclear national data center. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>. xii, 33, 84
- [23] F. Haddad, L. Ferrer, A. Guertin, T. Carlier, N. Michel, J. Barbet, and J.-F. Chatal. ARRONAX, a high-energy and high-intensity cyclotron for nuclear medicine. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 35 :1377–1387, 2008. 32
- [24] S. Huclier-Markai, A. Sabatie, S. Ribet, V. Kubíček, M. Paris, C. Vidaud, P. Hermann, and C. S. Cutler. Chemical and biological evaluation of scandium(III)-polyaminopolycarboxylate complexes as potential PET agents and radiopharmaceuticals. *Radiochimica Acta*, 99(10) :653–662, 2011. 32
- [25] B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, and B. U. Rodionov. New method of registration of ionizing-particle tracks in condensed matter. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 11(11) :351, 5 June 1970 1970. 35
- [26] Eido Shibamura, Akira Hitachi, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, Shinzou Kubota, and Mitsuhiro Miyajima. Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionization and W-values for conversion electrons in liquid argon, liquid argon-gas mixtures and liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods*, 131 :249, 1975. 35
- [27] S. Kubota, A. Nakamoto, T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, M. Miyajima, A. Hitachi, H. Shibamura, and T. Doke. Ionization yield in xenon–doped liquid argon. *Physcis Letters*, 49(5) :393–394, 7 october 1974 1974. 35
- [28] T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, M. Miyajima, S. Kubota, A. Nakamoto, A. Hitachi, E. Shibamura, and T. Doke. Average energy expended per ion pair in liquid xenon. *Phys. Rev. A*, 12 :1771–1775, 1975. 35, 36
- [29] T. Doke, A. Hitachi, S. Kubota, A. Nakamoto, and T. Takahashi. Estimation of Fano factors in liquid argon, krypton, xenon and xenon-doped liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods*, 134(2) :353 – 357, 1976. 35, 36, 49
- [30] J. Raun S. Kubota, M. Hishida. Evidence for a triplet state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 11(12) :2645, 1978. 35, 43, 45
- [31] R. Sawada and on behalf of the MEG xenon detector group. Liquid xenon gamma ray detector for meg. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581 :522–525, 2007. 35
- [32] J. Angle, E. Aprile, F. Arneodo, L. Baudis, A. Bernstein, A. Bolozdynya, L. C. C. Coelho, C. E. Dahl, L. DeViveiros, A. D. Ferella, L. M. P. Fernandes, S. Fiorucci, R. J. Gaits-

- kell, K. L. Giboni, R. Gomez, R. Hasty, L. Kastens, J. Kwong, J. A. M. Lopes, N. Madden, A. Manalaysay, A. Manzur, D. N. McKinsey, M. E. Monzani, K. Ni, U. Oberlack, J. Orboeck, G. Plante, R. Santorelli, J. M. F. dos Santos, P. Shagin, T. Shutt, P. Sorensen, S. Schulte, C. Winant, and M. Yamashita. Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross sections from the xenon10 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 101(9) :091301, 2008. 35
- [33] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin, L. Baudis, A. Behrens, K. Bokeloh, E. Brown, T. Bruch, G. Bruno, J. M. R. Cardoso, W.-T. Chen, B. Choi, D. Cline, E. Duchovni, S. Fattori, A. D. Ferella, F. Gao, K.-L. Giboni, E. Gross, A. Kish, C. W. Lam, J. Lamblin, R. F. Lang, C. Levy, K. E. Lim, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, J. A. M. Lopes, K. Lung, T. Marrodan Undagoitia, Y. Mei, A. J. Melgarejo Fernandez, K. Ni, U. Oberlack, S. E. A. Orrigo, E. Pantic, R. Persiani, G. Plante, A. C. C. Ribeiro, R. Santorelli, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, M. Schumann, M. Selvi, P. Shagin, H. Simgen, A. Teymourian, D. Thers, O. Vitells, H. Wang, M. Weber, and C. Weinheimer. Dark matter results from 100 live days of xenon100 data. *arXiv*, 1104 :2549, 2011. 35
- [34] Vitaly Yu. Chepel. A new liquid xenon scintillation detector for positron emission tomography. *Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, 21(1) :47 – 51, 1993. 36
- [35] T. Doke, J. Kikuchi, and F. Nishikido. Time-of-flight positron emission tomography using liquid xenon scintillation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 569(3) :863 – 871, 2006. 36
- [36] M.-L. Gallin-Martel, L. Gallin-Martel, Y. Grondin, O. Rossetto, J. Collot, D. Grondin, S. Jan, Ph. Martin, F. Mayet, P. Petit, and F. Vezzu. A liquid xenon positron emission tomograph for small animal imaging : First experimental results of a prototype cell. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 599(2-3) :275 – 283, 2009. 36
- [37] J. Seguinot, J. Tischhauser, and T. Ypsilantis. Liquid xenon scintillation : photon yield and Fano factor measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 354 :280 – 287, 1995. 36
- [38] A. Hitachi, T. Takahashi, N. Funayama, K. Masuda, J. Kikuchi, and T. Doke. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Phys. Rev. B*, 27 :5279–5285, 1983. 36
- [39] National Institute of Standards and Technology. Xcom. <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>. 37

- [40] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. Springer, Berlin, 1994. [37](#), [38](#), [48](#)
- [41] G. Harding and E. Harding. Compton scatter imaging : A tool for historical exploration. *Applied Radiation and Isotopes*, 68(6) :993 – 1005, 2010. [xii](#), [40](#)
- [42] R.L. Platzman. Total ionization in gases by high-energy particles : An appraisal of our understanding. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 10 :116 – 127, 1961. [41](#)
- [43] Kimiaki Masuda, S. Takasu, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, A. Nakamoto, Shinzou Kubota, and Eido Shibamura. A liquid xenon proportional scintillation counter. *Nuclear Instruments and Methods*, 160 :247, 19 october 1979 1979. [42](#)
- [44] T. Doke, A. Hitachi, J. Kikuchi, K. Masuda, H. Okada, and E. Shibamura. Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41 :1538 – 1545, 2002. [44](#)
- [45] E. Aprile, C. E. Dahl, L. de Viveiros, R. J. Gaitskell, Karl-Ludwig Giboni, J. Kwong, P. Majewski, K. Ni, T. Shutt, and M. Yamashita. Simultaneous measurement of ionization and scintillation from nuclear recoils in liquid xenon for a dark matter experiment. *Physical Review Letters*, 97 :081302, august 2006. [xii](#), [45](#)
- [46] K. Masuda, T. Doke, and T. Takahashi. A liquid xenon position sensitive gamma-ray detector for positron annihilation experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 188 :629 – 638, 1981. [46](#)
- [47] V.M. Atrazhev, A. V. Berezhnov, D. O. Dunikov, I. V. Chernysheva, V.V. Dmitrenko, and G. Kapralova. Electron transport coefficients in liquid xenon. In *Dielectric Liquids, 2005. ICDL 2005. 2005 IEEE International Conference on*, pages 329–332, 2005. [47](#)
- [48] R. E. Robson. A thermodynamic treatment of anisotropic diffusion in an electric field. *Australian Journal of Physics*, 25 :685–694, 1972. [47](#)
- [49] J. Thomas and D. A. Imel. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon. *Physical Review A*, 36(2) :614–616, 15 juillet 1987 1987. [49](#), [50](#)
- [50] J. Thomas, D. A. Imel, and S. Biller. Statistics of charge collection in liquid argon and liquid xenon. *Physical Review A*, 38(11) :5793–5801, 1 décembre 1988 1988. [49](#), [51](#), [52](#), [97](#)
- [51] L. Onsager. Initial recombination of ions. *Phys. Rev.*, 54 :554–557, Oct 1938. [49](#)
- [52] H.A. Kramers. On a modification of jaffé’s theory of column-ionization. *Physica*, 18(10) :665 – 675, 1952. [50](#)

- [53] E. Aprile, A. Bolotnikov, D. Chen, R. Mukherjee, and F. Xu. Detection of gamma rays with a 3.5 l liquid xenon ionization chamber triggered by the primary scintillation light. *Nuclear instruments and methods in physics research A*, 480 :636–650, 2002. [52](#)
- [54] W. Hofmann, U. Klein, J. Spengler, and D. Wegener. Production and transport of conduction electrons in liquid argon ionization chamber. *Nuclear Instruments and Methods*, 135(1) :151–156, 1976. [53](#)
- [55] Lars Nygren. A time projection chamber. 1975. [54](#)
- [56] C. Rubbia. The liquid-argon time projection chamber : a new concept for neutrino detector. *CERN Report*, CERN-EP/77-08, 1077. [54](#)
- [57] Samuel Duval. *Développement d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique dédié à un télescope Compton au xénon liquide dédié à l'imagerie médicale*. Phd thesis, Université de Nantes, 2011. [56](#)
- [58] Samuel Duval, Lior Arazi, Amos Breskin, Ranny Budnik, Wan-Ting Chen, Hervé Carduner, A.E.C. Coimbra, Marco Cortesi, Roy Kaner, Jean-Pierre Cussonneau, Jérôme Donnard, Jacob Lamblin, Olivier Lemaire, Patrick Le Ray, J.A.M. Lopes, Abdul-Fattah Mohamad Hadi, Eric Morteau, Tugdual Oger, J.M.F. dos Santos, Luca Scotto Lavina, Jean-Sébastien Stutzmann, and Dominique Thers. Hybrid multi micropattern gaseous photomultiplier for detection of liquid-xenon scintillation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 695(0) :163 – 167, 2012. [56](#)
- [59] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, and G. Charpak. MICROMEAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 376 :29 – 35, 1996. [57](#)
- [60] O. Gevin, F. Lugiez, O. Limousin, P. Baron, C. Blondel, X. Coppolani, B.P.F. Dirks, and E. Delagnes. Idef-x v1.0 : A new 16-channel low-noise analog front-end for cd(zn)te detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 567(1) :140 – 144, 2006. [58](#)
- [61] Tomiyushi Haruyama. Progress of xenon liquefaction technology by using a pulse tube cryocooler. 2005. [60](#)
- [62] N. Metropolis and S. Ulam. The Monte Carlo method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(147), 1949. [67](#)
- [63] M. Matsumoto and T. Nishimura. Mersenne Twister : A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator. *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation*, 8(1) :3–30, 1998. [68](#)

- [64] S. Agostinelli et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506(3) :250 – 303, 2003. 68
- [65] Geant4 Collaboration. Geant4 : A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter. <http://geant4.org/>. 68
- [66] Electromagnetic Standard Physics Working Group. http://geant4.web.cern.ch/geant4/collaboration/working_groups/electromagnetic/. 70
- [67] Geant4 Collaboration. *Physics Reference Manual*. 17 December 2010. 70, 75
- [68] Dermott E. Cullen, John H. Hubbell, and Lynn Kissel. Epd197 : the evaluated photon data library, '97 version. *Accessed*, 1997. 71
- [69] S.T. Perkins, D.E. Cullen, and S.M. Seltzer. Tables and graphs of electron interaction cross-sections from 10-eV to 100-GeV derived from the LLNL evaluated electron data library (EEDL), $Z = 1 - 100$. 1991. 71, 74
- [70] D. E. Cullen J. Rathkopf J. Scofield M. H. Chen S. T. Perkins. Tables and graphs of atomic subshell and relaxation data derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), $Z = 1 - 100$. 1991. 71, 74
- [71] NEA Nuclear Energy Agency. <http://www.oecd-nea.org/>. 71
- [72] D. V. Rao, T. Takeda, Y. Itai, T. Akatsuka, R. Cesareo, A. Brunetti, and G. E. Gigante. Doppler Broadening and its Contribution to Compton Energy-Absorption Cross Sections : An Analysis of the Compton Component in Terms of Mass-Energy Absorption Coefficient. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31 :769, sep 2002. 72
- [73] J.H. Hubbell. Summary of existing information on the incoherent scattering of photons, particularly on the validity of the use of the incoherent scattering function. *Radiation Physics and Chemistry*, 50(1) :113 – 124, 1997. 72
- [74] D. E. Cullen. A simple model of photon transport. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 101 :499–510, aug 1995. 73
- [75] OpenGATE collaboration. GATE. <http://www.opengatecollaboration.org/>. 79
- [76] D. Strulab, G. Santin, D. Lazaro, V. Breton, and C. Morel. GATE (Geant4 application for tomographic emission) : a PET/SPECT general-purpose simulation platform. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 125(0) :75 – 79, 2003. 79
- [77] S. Jan et al. Gate v6 : a major enhancement of the gate simulation platform enabling modelling of ct and radiotherapy. *Physics in Medicine and Biology*, 56(4) :881, 2011. 79

- [78] S Jan et al. Gate : a simulation toolkit for pet and spect. *Physics in Medicine and Biology*, 49(19) :4543, 2004. 79
- [79] OpenGATE collaboration. Users Guide V6.1. http://wiki.opengatecollaboration.org/index.php/Users_Guide_V6.1. 81, 84
- [80] A-F. Mohamad Hadi, W-T. Chen, J-P. Cussonneau, J. Donnard, S. Duval, O. Lemaire, J. Masbou, E. Morteau, T.Oger, L. Scotto Lavina, and D. Thers. Simulation of liquid xenon time projection chambers and 3γ camera with GATE. *2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC) M10-34*. 101
- [81] W. T. Chen, H. Carduner, J. P. Cussonneau, J. Donnard, S. Duval, A. F. Mohamad-Hadi, J. Lamblin, O. Lemaire, P. Le Ray, E. Morteau, T. Oger, L. Scotto-Lavina, J. S. Stutzmann, and D. Thers. Measurement of the transverse diffusion coefficient of charge in liquid xenon. *Defect and Diffusion Forum (Volumes 326 - 328)*, Diffusion in Solids and Liquids VII :567 – 572, 2012. 101
- [82] T. Oger, W.-T. Chen, J.-P. Cussonneau, J. Donnard, S. Duval, J. Lamblin, O. Lemaire, A.F. Mohamad Hadi, P. Leray, E. Morteau, L. Scotto Lavina, J.-S. Stutzmann, and D. Thers. A liquid xenon TPC for a medical imaging compton telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 695(0) :125 – 128, 2012. 101
- [83] OpenGATE collaboration. Users Guide V6.2. http://wiki.opengatecollaboration.org/index.php/Users_Guide_V6.2. 111

Thèse de Doctorat

Abdul Fattah MOHAMAD HADI

Simulation de l'imagerie à 3γ avec un télescope Compton au xénon liquide

Simulation of the 3γ imaging using liquid xenon Compton telescope

Résumé

L'imagerie 3γ est une technique innovante d'imagerie médicale nucléaire qui est étudiée au laboratoire SUBATECH. Elle repose sur la localisation tridimensionnelle d'un radioisotope émetteur (β^+ , γ), le ^{44}Sc , à l'aide d'un télescope Compton au xénon liquide. Le lieu de désintégration de ce radioisotope est obtenu par l'intersection de la ligne de réponse, construite à partir de la détection des deux photons de 511 keV issus de l'annihilation d'un positron, et du cône déterminé à partir du troisième photon.

Un prototype de petite dimension XEMIS1 (XENon Medical Imaging System) a été développé afin de faire la preuve expérimentale de la faisabilité de l'imagerie à 3γ . Les résultats de ce prototype sont très promoteurs en terme de résolution en énergie, de pureté du xénon liquide et de faible bruit électronique.

La simulation Monte Carlo est un outil indispensable pour accompagner la R&D et évaluer les performances de la nouvelle technique d'imagerie proposée. Les travaux rapportés dans cette thèse concernent le développement de la simulation du système d'imagerie 3γ avec GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission). De nouvelles fonctionnalités ont été implémentées dans GATE afin de simuler un détecteur de type TPC (Time Projection Chamber). Nous avons effectué une simulation du prototype XEMIS1 et obtenu des résultats en bon accord avec nos données expérimentales.

La prochaine étape du projet consiste à construire une caméra cylindrique au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal. Les résultats des simulations de cette caméra présentés dans cette thèse montrent la possibilité de localiser chaque désintégration le long de la ligne de réponse avec une très bonne précision et une bonne sensibilité de détection. Des premières images de fantômes simples, réalisées événements par événements, et après reconstruction tomographique sont également présentées.

Mots clés

Simulation Monte Carlo, GATE, Geant4, imagerie médicale, 3γ , xénon liquide, télescope Compton, TPC, scandium.

Abstract

Nuclear medical 3γ imaging is an innovative technique which is studied at the SUBATECH laboratory. It is based on the three-dimensional localization of a (β^+ , γ) radioisotope emitter, the ^{44}Sc , by using a liquid xenon Compton telescope. The position of the disintegration of this radioisotope is obtained by the intersection of the line of response, built by the detection of two 511 keV photons from the annihilation of a positron, and the cone determined by the third photon.

A small prototype XEMIS1 (XENon Medical Imaging System) was developed to demonstrate experimentally the feasibility of 3γ imaging. The results of this prototype are quite encouraging in terms of energy resolution, purity of liquid xenon and electronic noise.

The Monte Carlo simulation is an indispensable tool to support the R&D and to evaluate the new proposed technique of imaging; this thesis work is to develop the simulation of 3γ imaging system by using GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission). New functionalities have been added to GATE to simulate a TPC (Time Projection Chamber) detector. We performed a simulation of XEMIS1 prototype and obtained results in good agreement with our experimental data.

The next step of the project is to build a full liquid xenon cylindrical camera for the small animal imaging. The results presented in this thesis of the simulations of this camera demonstrate the ability to locate every decay along the line of response with very good accuracy and good detection sensitivity. The first direct images of simple phantoms, realized event by event, and after tomographic reconstruction are also presented.

Key Words

Monte Carlo Simulation, GATE, Geant4, medical imaging, 3γ , liquid xenon, Compton telescope, scandium.