



Développement d'un imageur gamma hybride pour les applications de l'industrie nucléaire

Guillaume Amoyal

► To cite this version:

Guillaume Amoyal. Développement d'un imageur gamma hybride pour les applications de l'industrie nucléaire. Physique [physics]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMC216 . tel-02522908v2

HAL Id: tel-02522908

<https://theses.hal.science/tel-02522908v2>

Submitted on 1 Apr 2020

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Développement d'un imageur gamma hybride pour les applications de l'industrie nucléaire

**Présentée et soutenue par
Guillaume AMOYAL**

**Thèse soutenue publiquement le 27/09/2019
devant le jury composé de**

M. DENIS DAUVERGNE	Directeur de recherche au CNRS, Université Grenoble Alpes	Rapporteur du jury
M. ABDEL MJID NOURREDDINE	Professeur des universités, Université de Strasbourg	Rapporteur du jury
M. OLIVIER LIMOUSIN	Expert, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Président du jury
Mme VERONIQUE PUILL	Ingénieur de recherche au CNRS, Université Paris 11 Paris-Sud	Membre du jury
M. VINCENT SCHOEPFF	Ingénieur de recherche, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Membre du jury
M. JEAN CLAUDE ANGELIQUE	Professeur des universités, ENSICAEN	Directeur de thèse

Thèse dirigée par JEAN CLAUDE ANGELIQUE, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Développement d'un imageur gamma hybride pour les applications de l'industrie nucléaire

**Présentée et soutenue par
Guillaume AMOYAL**

**Thèse soutenue publiquement le 27/09/2019
devant le jury composé de**

M. DENIS DAUVERGNE	Directeur de recherche au CNRS, Université Grenoble Alpes	Rapporteur du jury
M. ABDEL MJID NOURREDDINE	Professeur des universités, Université de Strasbourg	Rapporteur du jury
M. OLIVIER LIMOUSIN	Expert, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Membre du jury
Mme VERONIQUE PUILL	Ingénieur de recherche au CNRS, Université Paris 11 Paris-Sud	Membre du jury
M. VINCENT SCHOEPFF	Ingénieur de recherche, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Membre du jury
M. JEAN CLAUDE ANGELIQUE	Professeur des universités, 14 ENSI de Caen	Directeur de thèse

Thèse dirigée par JEAN CLAUDE ANGELIQUE, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



REMERCIEMENTS

En tout premier lieu, j'adresse mes remerciements à Denis Dauvergne et Abdel Mjid Nourreddine pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ces travaux et pour leurs retours. Je remercie aussi Véronique Puill et Rafael Ballabriga, membres du Jury, pour le temps qu'ils ont accordé à évaluer mes travaux.

La thèse a été dirigée par Jean-Claude Angélique, que je remercie pour ses nombreuses remarques constructives tout au long de ses trois ans, et pour son soutien lors de la rédaction du manuscrit.

Je remercie Olivier Limousin, président du Jury, pour le temps qu'il m'a accordé afin de m'exposer ses nombreuses remarques et commentaires sur le manuscrit.

Je remercie également Nicolas Blanc de Lanaute de Mirion Technologies, aussi bien pour ses conseils et remarques pendant ces trois années, que pour sa sympathie et sa bonne humeur. Je tiens aussi à remercier Nicolas pour ses encouragements et son soutien pendant la rédaction du mémoire.

Ces travaux de recherche n'auraient pas été possible sans la confiance que m'a accordée Vincent Schoepff, encadrant de cette thèse. Je tiens à sincèrement le remercier pour la confiance qu'il a su m'accorder en m'acceptant en premier lieu en stage, puis en me proposant ce sujet de thèse. Je le remercie aussi pour sa disponibilité pendant ces trois ans, pour ses nombreux encouragements, ses précieux conseils aussi bien sur le plan scientifique que pour les phases de présentation et de rédaction, mais aussi pour sa sympathie et tous ces moments passés au CEA et à l'extérieur.

Ces trois années de thèse se sont déroulées au CEA Saclay au sein du département Métrologie Instrumentation et Information (DM2I) dirigé par Alexandre Bounouh que je remercie pour la confiance qu'il m'a accordée.

Je remercie Karim Boudergui, chef du Laboratoire Capteurs et Architectures Electroniques (LCAE) qui m'a accueilli pour ces trois ans de travaux.

J'adresse mes remerciements à Frédéric Carrel, qui a pris la suite de Karim à la tête du LCAE. Je remercie Frédéric pour sa disponibilité, le temps qu'il m'a consacré, ses nombreux conseils et remarques scientifiques au cours de mes travaux, mais aussi pour ses retours sur le manuscrit.

Je remercie mes deux co-bureaux Giacomo Galli et Clément Lynde pour leur sympathie et les nombreuses discussions que nous avons eues au quotidien.

De manière générale, je souhaite remercier tous les membres du LCAE pour leur bonne humeur au quotidien et pour l'ambiance générale du laboratoire.

Je tiens aussi à remercier mes différents collaborateurs du CEA : Yves Menesguen, Thomas Dautremer, et Geoffrey Daniel pour leurs temps, leur sympathie, mais aussi pour les discussions scientifiques que nous avons pu avoir.

Je tiens à remercier également les membres de la collaboration Medipix, notamment Jérôme Alozy et Petr Burian pour les nombreux échanges et discussion que nous avons pu avoir.

Je remercie chaleureusement mes amis pour le soutien qu'ils ont su m'apporter pendant ces trois années de recherche.

Enfin, je tiens à remercier mes parents, mon frère et ma sœur.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	1
Chapitre 1 : Introduction, contexte, enjeux et physique associée	5
1. Interactions rayonnement matière, principes de détection et détecteurs pixellisés	5
1.1 Les photons X et gamma	5
1.2 Interactions des photons avec la matière	6
1.3 Processus de détection de photons avec un semi-conducteur	12
1.4 Principe de détection des détecteurs pixellisés hybrides	14
2. L'imagerie gamma	16
2.1 L'imagerie à masque codé	16
2.2 L'imagerie Compton	22
2.3 Motivations pour le développement d'un imageur hybride	25
3. Les systèmes d'imagerie gamma	26
3.1 La caméra gamma GAMPIX	26
3.2 La caméra gamma iPIX	37
3.3 Une version miniaturisée de GAMPIX : Nanopix	38
3.4 La caméra gamma ASTROCAM 7000HS	39
3.5 La caméra gamma Polaris-H	41
3.6 La caméra gamma NuVISION	42
3.7 Comparatif des imageurs existants	43
4. La puce de comptage Timepix3	45
4.1 Description générale de la puce	45
4.2 Description physique de la puce Timepix3	48
4.3 L'interface de lecture et son logiciel d'acquisition	50
Chapitre 2 : Caractérisation du détecteur pixellisé Timepix3	53
1. Principales caractéristiques des détecteurs Timepix3	53
2. Paramétrage des détecteurs Timepix3	55
2.1 Paramètres DAC du détecteur Timepix3	55
2.2 Egalisation des seuils	58
3. Identification des clusters de pixels : l'algorithme DBSCAN	60
4. Mesure du temps d'arrivée	61
5. Etalonnage en énergie par pixel de Timepix3	64
5.1 Motivations	64
5.2 Méthodes d'étalonnage dans la littérature	67
5.3 La source X mono-énergétique accordable SOLEX	67
5.4 Analyse des spectres ToT par pixel	68
5.5 Etalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si	69
5.6 Evaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 Si	75
5.7 Etalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe	79
5.8 Evaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe	85
5.9 Positionnement des détecteurs Timepix3 en terme de performances spectrométriques	92
6. Synthèse du chapitre 2	93

Chapitre 3 : Développement d'algorithmes pour l'imagerie Compton basée sur le détecteur Timepix3	95
1. Algorithmes de reconstruction associés à l'imagerie Compton	95
1.1 Les méthodes analytiques	96
1.2 Les méthodes itératives	97
1.3 Choix d'algorithmes pour les développements en imagerie Compton	102
2. Développement de l'algorithme de rétroprojection directe	102
2.1 Calcul des coordonnées des points d'intersections du cône Cz avec la sphère SA	103
2.2 Calcul de la matrice de rotation	104
2.3 Calcul des coordonnées des points d'intersections $PCS2$ dans le repère $Oxyz$	105
2.4 Représentations Thêta-Phi et XY	105
3. Développement de l'algorithme itératif LM-MLEM	108
3.1 Données mesurées en « mode liste » - <i>List Mode</i>	108
3.2 Calcul de la matrice système t_{ij}	108
4. Sources d'incertitudes angulaires	111
4.1 Mesure de résolution angulaire – ARM, <i>Angular Resolution Measurement</i>	111
4.2 Contribution de la pixellisation des détecteurs	112
4.3 Contribution de la résolution en énergie	114
4.4 L'élargissement Doppler	115
5. Synthèse du chapitre 3	119
Chapitre 4 : Dimensionnement et évaluation d'un prototype d'imager hybride basé sur le détecteur Timepix3	121
1. Dimensionnement d'imageurs Compton basés sur Timepix3	121
1.1 Description de la configuration double-détecteurs	121
1.2 La configuration mono-détecteur	124
2. Evaluation des performances des configurations d'imageurs Compton proposées par simulation numérique Monte-Carlo	128
2.1 Paramètres des simulations Monte-Carlo	128
2.2 Localisation de sources radioactives par simulation Monte-Carlo avec l'algorithme de rétroprojection directe	130
2.3 Estimation de l'ARM (<i>Angular Resolution Measurement</i>)	133
2.4 Validation de l'algorithme LM-MLEM par simulation Monte-Carlo	134
2.5 Estimation de la sensibilité en imagerie Compton par simulation Monte-Carlo	135
2.6 Synthèse sur la localisation de sources radioactives par simulation Monte-Carlo	137
3. Validation expérimentale des capacités de localisation de sources radioactives avec Timepix3	137
3.1 Evaluation expérimentale en imagerie Compton pour la configuration mono-détecteur	138
3.2 Evaluation expérimentale en spectro-imagerie à masque codé	148
3.3 Synthèse sur les capacités de localisation de sources radioactives avec Timepix3 CdTe	152
4. Imagerie hybride avec Timepix3	153
4.1 Description de la configuration hybride double-détecteurs	153
4.2 Description de la configuration hybride mono-détecteur	154
4.3 Projection de l'image « masque codé » sur la demi-sphère Compton	155
4.4 Association de l'information « Compton » à l'information « masque codé »	157
4.5 Exemple d'imagerie hybride réalisée à l'aide de la configuration mono-détecteur hybride	158
Conclusions et perspectives	163

<i>Bibliographie</i>	167
<i>Liste des figures</i>	175
<i>Liste des tableaux</i>	187

INTRODUCTION GENERALE

L'imagerie gamma consiste à localiser des sources radioactives émettrices de rayonnements gamma. La localisation de radioéléments émetteurs gamma constitue un enjeu majeur pour l'industrie nucléaire et de nombreux domaines sont concernés par cette problématique. A titre d'exemple, les opérations de démantèlement ont souvent lieu dans des endroits mal connus où il est nécessaire d'effectuer une cartographie radiologique afin de localiser les points chauds radioactifs et d'établir des *scenarii* adaptés du point de vue de la radioprotection (respect du principe ALARA¹). Ces cartographies sont aussi nécessaires pour le balisage et la remédiation (l'établissement de plan d'intervention) dans des zones contaminées suite à un acte malveillant ou une situation accidentelle telle que Fukushima. La détermination et la quantification de la répartition de l'activité radiologique dans les colis de déchets (fûts), présente également un intérêt notable pour la prise en charge et la manutention de ces derniers. Les outils permettant la localisation de points chauds radioactifs présentent aussi un intérêt majeur pour la sécurité intérieure, notamment afin de limiter le transport illégal de matière radioactive dans les zones de transit telles que les gares ferroviaires et les aéroports. Enfin, l'accès à une localisation opérationnelle dans les centrales nucléaires est nécessaire pour définir les opérations de radioprotection, telle que la pose de barrières biologiques pour la protection des travailleurs devant les points chauds identifiés.

Les différentes applications couvertes par l'imagerie gamma illustrent les challenges à relever lors de la conception d'outils permettant de localiser des radioéléments émetteurs gamma. La première problématique concerne la dynamique en énergie des radioéléments rencontrés qui s'étend de 59,5 keV pour l'²⁴¹Am (associé la plupart du temps à la présence de plutonium) à 1,33 MeV pour le ⁶⁰Co (qui est un produit d'activation souvent rencontré dans l'industrie nucléaire). La deuxième problématique concerne la large gamme de débits de dose rencontrés, s'étendant de quelques nSv.h⁻¹ à plusieurs Sv.h⁻¹. La dernière problématique concerne les nombreuses géométries prises par les sources radioactives à identifier, qui peuvent être, par exemple ponctuelles (cas de sources radioactives encapsulées) ou bien étendues (par exemple, la contamination en surface d'un mur).

Les outils de mesure les plus répandus pour la cartographie de radioéléments émetteurs gamma sont les radiamètres. Ils permettent une mesure du débit de dose en un point donné. Il est donc nécessaire d'effectuer un certain nombre de mesures, afin de cartographier une zone donnée, ce qui implique un temps de caractérisation important et présente un risque non-négligeable de manquer un point chaud radioactif. Les mesures étant réalisées par des opérateurs, ces derniers sont donc soumis à un fort risque d'exposition aux radiations.

Les imageurs gamma offrent une alternative à l'utilisation des radiamètres, puisqu'ils permettent de répondre aux différents problèmes soulevés par la mise en œuvre de ces derniers. Dans un premier temps, les imageurs gamma permettent une cartographie radiologique à distance, limitant ainsi l'exposition des opérateurs aux rayonnements. D'autre part, les imageurs gamma couvrent un plus grand champ de vue que les radiamètres, diminuant le temps de mesure et réduisant les risques de manquer un point chaud radioactif. Enfin, par la superposition de l'image gamma avec une image visible, les résultats sont facilement et visuellement interprétables par les non-experts.

Il existe deux techniques d'imagerie gamma permettant la localisation de radioéléments émetteurs gamma : l'imagerie à masque codé et l'imagerie Compton.

L'imagerie à masque codé repose sur la modulation spatiale du flux de photons gamma incidents par un collimateur multi-trous placé entre la source et le détecteur. La position de la source est reconstruite à partir du motif connu du collimateur et de la projection de son ombre sur le détecteur, également appelé *shadowgram*. L'imagerie à masque codé présente l'avantage d'être extrêmement

¹ *As Low As Reasonably Achievable*, en français, « aussi bas que raisonnablement possible ».

performante pour des émetteurs gamma de « basses énergies », aussi bien en matière de sensibilité (le temps minimum pour détecter une source radioactive), qu'en matière de résolution angulaire (la capacité à séparer deux sources radioactives spatialement proches). L'imagerie à masque codé est capable de localiser des émetteurs gamma de « basses énergies » avec une sensibilité de l'ordre de la seconde, et une résolution angulaire inférieure à 5°. Ces très bonnes performances s'expliquent par le fait que plus un flux de photons incidents a une faible énergie, plus la modulation spatiale de ce dernier sera efficace. Depuis 2007, le CEA List développe dans le cadre des collaborations internationales Medipix, la caméra gamma à masque codé GAMPIX. La caméra gamma GAMPIX a fait l'objet d'un transfert industriel à la société Mirion Technologies (CANBERRA) qui la commercialise sous le nom d'iPIX. Son déploiement sur site est facilité par ses dimensions (9 cm × 9 cm × 18,85 cm) et sa masse (2,5 kg). Toutefois, quand l'énergie des photons incidents augmente, la transparence du masque augmente. Cette transparence induit du bruit dans l'image brute, lié au non-encodage d'une partie du flux de photons incidents. Le bruit dans l'image brute va avoir un impact sur l'image décodée, soit par reconstruction du point chaud au mauvais endroit, soit par reconstruction de points chauds « parasites ».

La seconde technique d'imagerie est l'imagerie Compton. Le principe de l'imagerie Compton repose sur la diffusion Compton, grâce à laquelle des cônes Compton sont reconstruits. L'intersection de plusieurs cônes Compton correspond à l'origine des rayonnements et donc à la position de la source radioactive, dans un champ de vue théorique de 360°. Plusieurs imageurs Compton ont fait l'objet de développements industriels. En 2013, la société Mitsubishi Heavy Industries a développé l'imageur Compton ASTROCAM 7000HS. Cet imageur a été développé suite à l'accident nucléaire de Fukushima en 2011. Il faut souligner que ces développements ont été réalisés pour répondre aux besoins urgents des intervenants sur le site de Fukushima. L'imageur ASTROCAM possède de très bonnes performances, cependant, de par la brièveté et la complexité des développements, son prix est très élevé, et son niveau d'intégration est limité. Depuis 1997, aux Etats-Unis, la caméra gamma POLARIS-H fait l'objet de développements en partenariat entre la société H3D et l'université du Michigan. Les imageurs Compton disponibles commercialement présentent cependant plusieurs inconvénients : le volume et le poids de l'imageur sont la plupart du temps trop importants (à titre indicatif, la masse de ASTROCAM est de 13 kg et ses dimensions de 44,5×34×23,5 cm³), rendant les déploiements sur site difficiles. D'autre part, les volumes importants de détection en semi-conducteur de ces imageurs (les volumes de semi-conducteur des imageurs POLARIS-H et ASTROCAM 7000 HS sont respectivement de 9 cm³ et 20 cm³) permettent pas une industrialisation simple (approvisionnement et coût du matériau semi-conducteur). Enfin, la dernière limitation est associée à l'imagerie Compton elle-même. Elle concerne la localisation des émetteurs gamma « basses énergies », pour lesquels la résolution angulaire est fortement dégradée allant jusqu'à l'impossibilité complète de détecter la position.

C'est dans ce contexte que ces travaux de recherche ont été réalisés. L'objectif est de développer un prototype d'imageur hybride associant les techniques d'imagerie à masque codé et d'imagerie Compton. Un des intérêts d'un tel imageur est de compenser les limitations de l'imagerie Compton par l'imagerie à masque codé, et inversement. Un deuxième intérêt concerne la multiplication des sources d'informations pour la localisation des sources radioactives, en effet il est *a priori* préférable d'avoir deux sources d'informations plutôt qu'une seule.

Les applications visées pour un tel imageur étant principalement liées à l'industrie nucléaire, les développements autour de cet imageur hybride doivent répondre aux contraintes imposées par ces applications. On peut citer, entre autres, des contraintes de coût et d'approvisionnement, ou encore de facilité de déploiement. Afin de répondre à ces problématiques, il a été choisi d'effectuer les différents développements autour de la brique technologique Timepix3. Le détecteur Timepix3 a été développé par le CERN autour de la collaboration internationale Medipix3. Le choix s'est porté sur ce détecteur pour deux raisons principales. La première raison concerne l'expérience du laboratoire avec le détecteur Timepix (une des briques technologiques de la caméra gamma GAMPIX). Les détecteurs Timepix et Timepix3 présentent des dimensions similaires, et des modes de fonctionnement très proches. Le détecteur Timepix3 est capable de réaliser les mêmes types de mesures que le détecteur Timepix, auxquels s'ajoutent des fonctionnalités supplémentaires. La seconde raison concerne ces fonctionnalités supplémentaires intégrées dans Timepix3 qui permettent, en théorie, de réaliser de l'imagerie Compton.

Les développements menés dans ces travaux de recherche ont consisté à associer les techniques d'imagerie à masque codé et d'imagerie Compton autour de la brique technologique Timepix3, dans le but de les intégrer autour d'un prototype d'imageur hybride.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la présentation des éléments physiques nécessaires à la compréhension des développements menés dans cette étude, ainsi qu'un positionnement par rapport à l'état de l'art. Le deuxième chapitre est dédié à la caractérisation de la brique technologique principale autour de laquelle se sont articulés les différents développements. Il consistera donc en une caractérisation expérimentale des performances du détecteur pixellisé Timepix3, où seront présentés l'étalonnage en énergie ainsi qu'une évaluation de ses performances spectrométriques. Le troisième chapitre porte sur le développement d'algorithmes de localisation pour l'imagerie Compton avec le détecteur Timepix3, ainsi qu'une évaluation des sources d'incertitudes qui ont un impact sur la reconstruction des sources radioactives. Deux algorithmes de localisation pour l'imagerie Compton seront mis en œuvre. Le quatrième chapitre porte sur le dimensionnement et l'évaluation des performances d'un prototype d'imageur hybride basé sur le détecteur Timepix3. Dans ce chapitre, deux configurations d'imageurs hybrides reposant sur Timepix3 sont proposées. Enfin, une validation et une caractérisation des capacités de localisation en imagerie Compton et à masque codé, du prototype d'imageur hybride développé, seront présentées.

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION, CONTEXTE, ENJEUX ET PHYSIQUE ASSOCIEE

Ce chapitre vise à définir le contexte du sujet de thèse. Tout d'abord, les interactions rayonnement matière et leur principe de détection sont abordés (paragraphe 1). Cela permettra d'introduire les détecteurs pixellisés, qui sont des briques technologiques, que l'on retrouve dans la plupart des systèmes d'imagerie gamma compacts industriels. Une fois ces quelques rappels présentés, le présent chapitre se focalisera sur l'état de l'art portant sur les techniques d'imageries appliquées à la mesure nucléaire. En particulier, deux techniques d'imagerie gamma sont aujourd'hui majoritairement utilisées pour la localisation de points chauds radioactifs : l'imagerie à masque codé et l'imagerie Compton. Ces deux techniques d'imagerie, ainsi que leurs avantages, et leurs limitations sont décrits respectivement dans les paragraphes 2.1 et 2.2, permettant ainsi de justifier les motivations et intérêts pour le développement d'un imageur utilisant ces deux techniques, autrement appelé imageur hybride, et dont les principes de fonctionnement seront détaillés dans le paragraphe 2.3. Nous proposons ensuite une revue de différents systèmes d'imagerie gamma dont les applications visées concernent l'industrie nucléaire (paragraphe 3). La dernière partie présente un élément clef de ces travaux de recherche : la puce de comptage Timepix3 (paragraphe 4), ceci permettra de justifier le choix de cette technologie pour les développements menés dans ces travaux de thèse.

1. Interactions rayonnement matière, principes de détection et détecteurs pixellisés

Les imageurs gamma étant avant tout des détecteurs de rayonnements X et gamma, afin de mieux comprendre le fonctionnement et les principes de localisation de sources radioactives, il est important de comprendre les mécanismes permettant la détection de ces photons. C'est pourquoi cette partie détaillera, dans un premier temps, les origines des photons X et gamma (paragraphe 1.1). Dans un deuxième temps, les mécanismes régissant les interactions des photons X et gamma avec la matière sont abordés (paragraphe 1.2). Nous présenterons ensuite les principes de détection des photons X et gamma avec un semi-conducteur (paragraphe 1.3). Nous introduisons ensuite les concepts de détections avec les détecteurs à semi-conducteur pixellisés (paragraphe 1.4). Les détecteurs pixellisés présentent un intérêt capital pour ces travaux puisqu'ils fournissent une information sur les positions d'interactions des photons dans la matrice de détection, qui est cruciale pour réaliser de l'imagerie gamma (ou X).

1.1 Les photons X et gamma

Ces deux types de rayonnements photoniques ne diffèrent que par leur origine. Les photons X sont issus du réarrangement du cortège électronique de l'atome, alors que les photons gamma sont issus d'un processus de désexcitation nucléaire.

Les énergies des photons X et photons gamma correspondent aux « hautes-énergies » du spectre électromagnétique. Le domaine d'énergie des photons X est compris entre la centaine d'électronvolts (eV) et la centaine de kilo-électronvolts (keV). Celui des photons gamma s'étend typiquement de quelques kilo-électronvolts à plusieurs giga-électronvolts. D'un point de vue énergétique, il n'existe donc pas de frontière réelle entre ces deux rayonnements. Par ailleurs, les processus d'interaction avec la matière sont similaires pour les deux types de photons et ne dépendent finalement que de leur énergie incidente. Par conséquent, pour la suite de ce mémoire, le terme photon désignera les photons X et les photons gamma sans distinction.

1.2 Interactions des photons avec la matière

Les photons X et gamma sont classés comme rayonnements ionisants. Il est fondamental de comprendre leurs interactions avec la matière afin d'appréhender la manière de les détecter. Les paragraphes suivants décrivent les principales interactions intervenant entre un photon et la matière: l'absorption photoélectrique (paragraphe 1.2.1), la diffusion Compton (paragraphe 1.2.2), la diffusion Rayleigh (paragraphe 1.2.3) et la création de paires (paragraphe 1.2.4). Les interactions photonucléaires étant très peu probables sur la gamme d'énergie des photons propres à l'industrie nucléaire (IAEA, 2000), elles ne seront pas abordées ici. La liste des radioéléments principalement rencontrés dans l'industrie nucléaire, ainsi que les énergies caractéristiques des photons qu'ils émettent sont présentés dans le tableau 1-1. La figure 1-1 illustre les processus d'interaction prédominants des photons avec la matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique (Z) du matériau. Le dernier paragraphe (1.2.5) présente les coefficients d'atténuation linéaire, qui caractérisent la capacité intrinsèque d'un matériau à interagir avec le rayonnement photonique.

Tableau 1-1 : Liste des radionucléides émetteurs de photons gamma et des énergies associées principalement rencontrés dans l'industrie nucléaire (International Atomic Energy Agency - IAEA, 2014).

Radioéléments	⁶⁰ Co	¹³⁷ Cs	¹⁹² Ir	²⁴¹ Am	¹²⁵ I
Principales raies des photons gamma [keV]	1173 1333	661,7	295,9 468,1	59,5	35,5

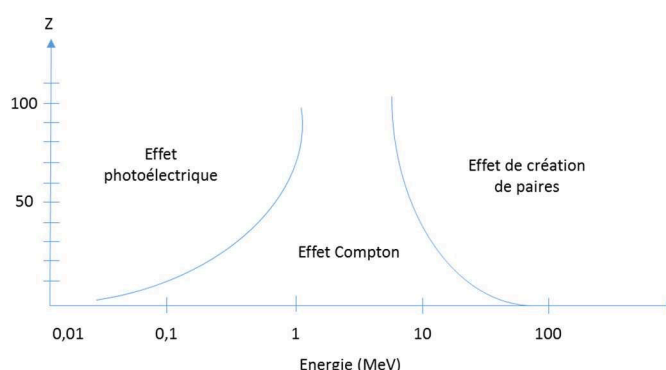


Figure 1-1 : Nature de l'interaction prédominante du photon avec la matière en fonction de l'énergie incidente du photon et du numéro atomique (Z) du matériau.

1.2.1 L'absorption photoélectrique

L'absorption photoélectrique se caractérise par l'émission d'un électron par un matériau lorsque celui-ci est soumis à un rayonnement photonique de fréquence suffisamment élevée (Berger *et al.*, 1987). Le photon est absorbé et un photoélectron est éjecté avec une énergie E . Cette énergie E correspond à l'énergie du photon absorbé, à laquelle est soustraite l'énergie de liaison de l'électron, tel que décrit par l'équation (1-1).

$$E = h\nu - E_b \quad (1-1)$$

avec E_b l'énergie de liaison du photoélectron et $h\nu$ l'énergie du photon incident.

Les électrons appartenant à la couche électronique K sont les plus fortement liés, et sont ceux qui contribuent à la section efficace d'absorption photoélectrique dans la plupart des cas. Cependant, si l'énergie du photon incident est inférieure à l'énergie de liaison d'une couche électronique donnée, l'électron associé à cette couche électronique ne peut pas être éjecté. C'est pourquoi (particulièrement dans le cas des éléments avec un numéro atomique effectif Z moyen ou élevé), la courbe représentant la section efficace d'absorption photoélectrique σ_{pe} en fonction de l'énergie du photon présente un comportement en « dent de scie ». Lorsque l'énergie des photons augmente, l'énergie de liaison de chaque sous-couche électronique est atteinte et le phénomène d'absorption photoélectrique se produit.

La figure 1-2 illustre ce comportement : elle représente la section efficace d'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie du photon pour quatre matériaux communément utilisés pour la détection de rayonnements X et gamma : trois matériaux semi-conducteurs, le silicium (Si), le tellure de cadmium (CdTe) et le germanium (Ge) ; et l'iodure de sodium dopé au thallium (NaI(Tl)) qui est un matériau scintillant inorganique. Pour des questions d'écriture, l'iodure de sodium dopé au thallium sera noté NaI sur les différentes figures dans la suite de ce chapitre.

La lacune créée par l'éjection du photoélectron va être occupée en général par réarrangement du cortège électronique. La place vacante est comblée par un électron d'une couche de plus haute énergie, causant un dégagement d'énergie. Cet excès d'énergie peut se traduire par l'émission d'un photon X dont l'énergie dépend de la différence des niveaux d'énergie des couches électroniques concernées. Il peut aussi être transféré à un électron d'une couche externe qui sera éjecté de l'atome : ce processus est appelé émission d'un électron Auger.

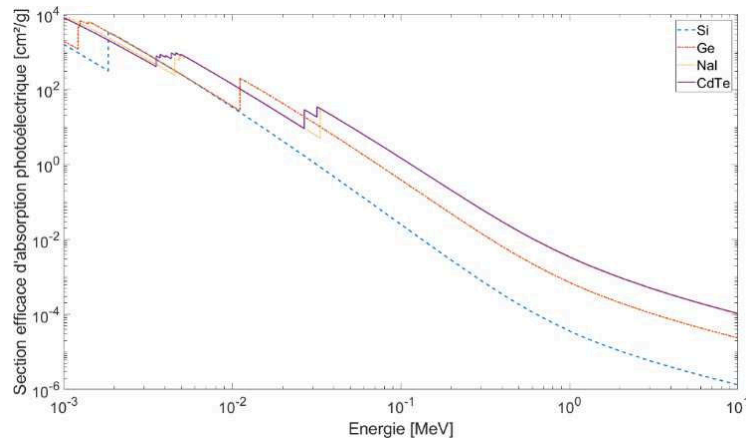


Figure 1-2 : Section efficace d'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie pour quatre matériaux utilisés pour la détection de rayonnement X et gamma : le silicium (Si), le tellure de cadmium (CdTe) et le germanium (Ge) et l'iodure de sodium dopé au thallium (NaI(Tl)).

1.2.2 La diffusion Compton

La diffusion Compton est une diffusion inélastique des photons par des électrons. Ce phénomène se produit majoritairement pour des énergies supérieures à la centaine de keV. Au cours de la diffusion Compton, le photon incident va interagir avec un électron du matériau en lui transmettant une partie de son énergie. Ainsi, le photon incident, d'énergie $h\nu$, va diffuser avec une direction notée θ_c et une énergie $h\nu'$. L'énergie cédée à l'électron est notée E_{cin} et son angle de diffusion noté ϕ , tel qu'illustré par la figure 1-3. L'énergie du photon incident se répartit entre l'énergie cinétique acquise par l'électron E_{cin} et l'énergie $h\nu'$ du photon diffusé, telle qu'illustrée par l'équation (1-2).

$$h\nu = h\nu' + E_{cin} \quad (1-2)$$

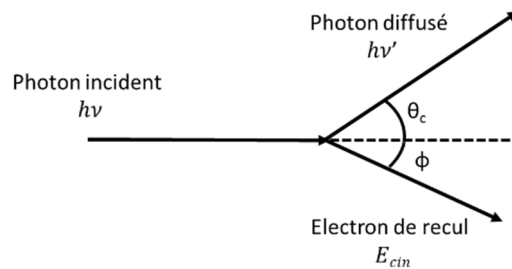


Figure 1-3 : Illustration de la diffusion Compton.

En appliquant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, la relation entre l'énergie du photon incident, celle du photon diffusé et l'angle de diffusion θ_c peut être décrite par l'équation (1-3).

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_c)} \quad (1-3)$$

avec $h\nu'$ et $h\nu$ les énergies des photons diffusé et incident, m_e la masse de l'électron, et θ_c l'angle de diffusion Compton.

A partir de l'équation (1-3), en remplaçant les longueurs d'onde par les énergies associées, l'angle de diffusion Compton peut être calculé par l'équation (1-4). L'énergie du photon diffusé est d'autant plus grande que l'angle de diffusion Compton est petit, et inversement.

$$\cos(\theta_c) = 1 - \frac{m_0 c^2 * h\nu'}{E_{cin} * h\nu} \quad (1-4)$$

Lorsqu'un photon incident transmet un maximum d'énergie à l'électron du milieu, son angle de diffusion est de 180 °. Ce phénomène est appelé la rétrodiffusion. Lorsque la rétrodiffusion se produit au sein du détecteur et que le photon diffusé s'échappe, le spectre en énergie mesuré est caractérisé par le front Compton. Les énergies cédées à l'électron pour des valeurs d'angle de diffusion comprises entre 0 et 180°, décrivent quant à elles le continuum Compton.

Les valeurs de l'angle de diffusion Compton θ_c ne sont pas toutes équiprobables. Klein et Nishina ont proposé une fonction décrivant la distribution angulaire par unité d'angle solide (stéradian) du photon diffusé (Klein *et al.*, 1929). Cette fonction, connue sous le nom de formule de Klein-Nishina, a été développée pour des photons non polarisés en se basant sur la théorie quantique relativiste de Dirac, et en considérant l'électron cible au repos. Cette formule est décrite par l'équation (1-5), et est illustrée par la figure 1-4 pour différentes énergies de photons incidents. Plus l'énergie du photon incident est grande, plus la distribution angulaire est concentrée vers des petits angles.

$$\frac{d\sigma_c^{KN}}{d\Omega}(\theta_c) = Z \frac{1}{2} r_0^2 * \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left[\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2(\theta_c) \right] [cm^2.sr^{-1}.atome^{-1}] \quad (1-5)$$

avec Z le numéro atomique, r_0 le rayon classique de l'électron tel que $r_0 = 2,82*10^{-15} cm$, $k = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ et $k' = \frac{h\nu'}{m_e c^2}$.

La formule de Klein-Nishina repose sur l'hypothèse que l'électron avec lequel le photon diffuse est au repos, c'est-à-dire que l'énergie de liaison de l'électron est faible devant l'énergie transmise lors de la diffusion. Cette hypothèse n'est pas toujours vraie, en particulier pour les interactions cédant peu d'énergie aux électrons (*i.e.* avec un faible angle de diffusion Compton). La prise en compte de l'énergie de liaison de l'électron (dépendante du niveau d'énergie dans lequel se trouve l'électron, et donc du matériau diffuseur) entraîne un élargissement des pics d'énergie, appelé élargissement Doppler. Cet aspect sera étudié lors de la prise en compte des incertitudes sur les angles de diffusion Compton dans le chapitre 3.

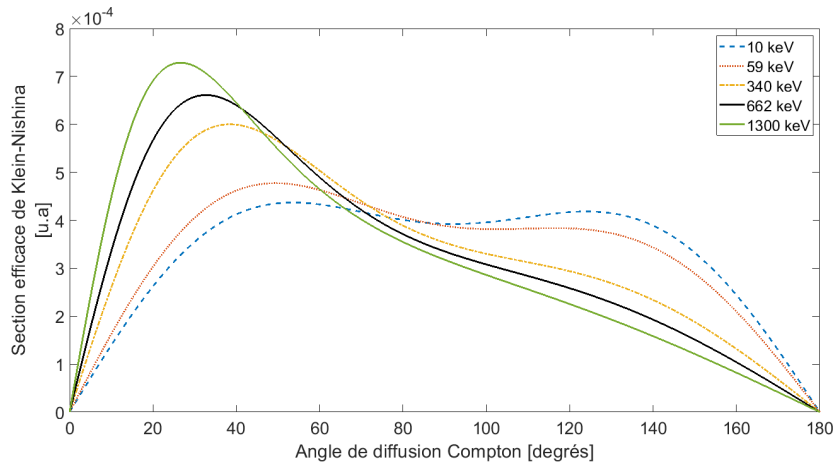


Figure 1-4 : Distribution angulaire de Klein-Nishina du photon diffusé pour différentes énergies de photons incidents.

1.2.3 La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh, ou diffusion cohérente, consiste en une diffusion du photon avec un électron de l'atome cible sans excitation de ce dernier. Cette interaction est dite élastique car les énergies du photon incident et du photon diffusé sont égales, comme illustré sur la figure 1-5. Elle est aussi qualifiée de cohérente puisque cette diffusion est due à l'action globale de l'ensemble du cortège électronique. D'autre part, la diffusion Rayleigh ne produisant pas de porteur de charges à même de déposer de l'énergie dans le détecteur, elle ne contribue pas à la détection. La section efficace d'interaction Rayleigh est d'autant plus élevée que l'énergie du photon est faible ou que le numéro atomique Z du matériau est élevé (Attix, 2004).

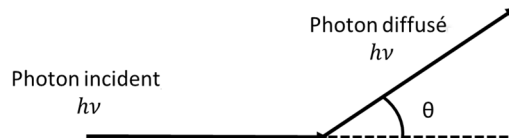


Figure 1-5 : Illustration de la diffusion Rayleigh.

1.2.4 La création de paires, ou effet de matérialisation

Si un photon incident possède une énergie supérieure à 1,022 MeV (équivalent en énergie de masse de deux électrons), il peut interagir dans le matériau en produisant une paire électron-positron. Lors de cette réaction, le photon disparaît et l'excès d'énergie est partagé entre le positron et l'électron.

Les électrons créés suite à ce phénomène sont ralentis et arrêtés par la matière. Le positron quant à lui, après avoir cédé son énergie, va s'associer avec un électron du milieu pour former un état lié appelé le *positronium*. Par la suite, si la paire électron-positon est au repos, elle s'annihile sous la forme de deux photons d'énergies égales à 511 keV émis à 180° l'un de l'autre. La création de paires, bien que non prédominante sur la gamme d'énergie des radionucléides rencontrés dans l'industrie nucléaire, peut se produire notamment dans le cas du ^{60}Co .

1.2.5 Section efficace d'interaction totale et atténuation des photons

La section efficace d'interaction totale d'un matériau quantifie la probabilité qu'un photon d'énergie donnée interagisse dans le matériau. La section efficace d'interaction totale σ_{tot} se calcule en faisant la somme des sections efficaces des différents modes d'interaction du photon décrit dans les paragraphes précédents, pour l'énergie considérée. Dans le cas d'un matériau composé de plusieurs éléments, la section efficace d'interaction totale du matériau est égale à la somme des sections efficaces d'interaction de chaque élément, pondérées par la stœchiométrie (concentration atomique) de chacun des éléments.

A partir de la section efficace d'interaction totale, il est possible de calculer la probabilité d'occurrence d'un type d'interaction en fonction de l'énergie du photon incident. Ces valeurs de probabilité caractérisent l'interaction globale d'un flux de photons d'énergie donnée avec le milieu détecteur. La contribution pour un type d'interaction est calculée par le rapport de la section efficace associée à l'interaction considérée sur la section efficace totale. La figure 1-6 illustre les contributions des différentes interactions pour quatre matériaux en fonction de l'énergie du photon. Pour le silicium de faible Z ($Z=14$), la diffusion Compton devient la plus importante à partir de la cinquantaine de keV. Une augmentation du Z du matériau permet une augmentation de l'énergie à partir de laquelle la diffusion Compton devient prépondérante par rapport à l'absorption photoélectrique. Sur la gamme d'énergie des photons rencontrés dans l'industrie nucléaire, il est donc préférable de choisir un matériau avec un faible

Z pour favoriser la diffusion Compton, et au contraire un matériau avec un Z plus élevé pour favoriser l'absorption photoélectrique.

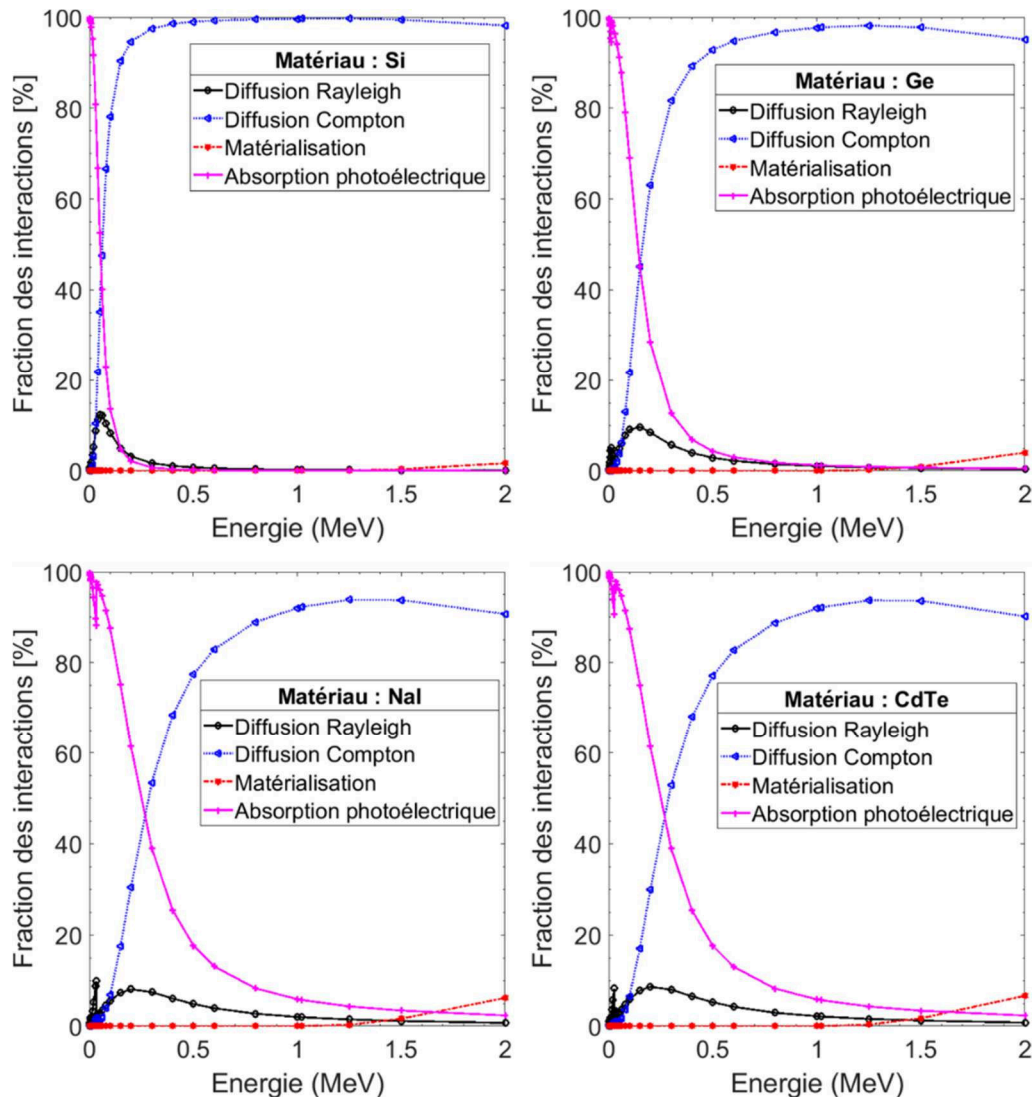


Figure 1-6 : Sections efficaces partielles relatives aux différents types d'interactions pour des photons en fonction de leur énergie pour différents matériaux classés par leur Z effectif : le silicium ($Z = 14$), le germanium ($Z = 32$), l'iodure de sodium dopé au thallium ($Z_{\text{effectif}} = 32$) et le tellure de cadmium ($Z_{\text{effectif}} = 50$) (Berger et al., 1987).

1.2.6 La détection de photons X et gamma

La conversion de l'interaction de photons X et gamma en signal électrique peut être effectuée par deux modes de détection : un mode indirect et un mode direct. Ces deux modes de détection reposent sur le principe d'ionisation, ou d'excitation², du milieu détecteur.

Dans le cas de du mode indirect, la conversion du rayonnement en charges électriques passe par une étape intermédiaire : l'émission d'un rayonnement dans le domaine UV-visible (200 à 600 nm). Les scintillateurs sont les matériaux les plus répandus utilisant ce principe. Le principe de fonctionnement est le suivant : le rayonnement incident excite les atomes du matériau scintillant, qui se dés excitent à

² Un autre principe de détection existe qui repose sur l'augmentation de la température induite par l'absorption du rayonnement incident dans le matériau : les microcalorimètres utilisent ce principe de détection (Jach et al., 2009). Cependant, en raison des contraintes de température nécessaires à leur fonctionnement, ils ne sont pas envisageables pour les développements considérés.

leur tour en émettant de la lumière visible ou des photons ultraviolet. Les photons ainsi générés peuvent être convertis en charge électrique, si le scintillateur est associé à un système d'amplification comme un tube photomultiplicateur.

Dans le cas du mode direct, le rayonnement est converti directement en charge dans le milieu détecteur. Plusieurs familles de détecteurs utilisent ce principe de détection :

- Les détecteurs liquides, avec de l'argon par exemple, cependant ces détecteurs nécessitent un système de refroidissement rendant le déploiement de tels détecteurs complexe (William, 2013). D'autre part, l'efficacité de détection dépendant de la densité du matériau, il est peu envisageable de développer un système de détection compact avec une efficacité de détection suffisante basé sur un détecteur liquide.
- Les détecteurs gazeux, comme les chambres à ionisation ou les compteurs Geiger-Müller, dans lesquels le rayonnement incident va créer des paires électron-cation lors de son interaction avec le gaz. Ces détecteurs sont performants pour détecter les particules chargées, mais peu adaptés à la détection de photons.
- Les détecteurs solides à semi-conducteur (e.g. Si, Ge, CdTe), dans lesquels l'ionisation crée une paire électron-trou.

Les deux types de matériaux candidats pour le développement d'un imageur gamma avec des applications dans l'industrie nucléaires sont les matériaux scintillants, et les semi-conducteurs. Les matériaux semi-conducteurs présentent plusieurs avantages par rapport aux scintillateurs.

Le premier avantage concerne le processus de détection des photons, qui est réalisé par la collection directe des charges, et non par collection de lumière puis de charges. La conversion directe permet de s'affranchir d'un étage de conversion (tube photomultiplicateur) dans le système de détection, et donc diminue les pertes de signal. En effet, en sortie du photomultiplicateur de nombreux facteurs peuvent générer des pertes, telles que les pertes de lumière, et l'efficacité quantique³ de la photocathode du photomultiplicateur.

Surtout, l'énergie d'excitation pour un semi-conducteur est environ dix fois plus faible que celle d'un scintillateur (Limousin, 2001). Par conséquent, le nombre de charges créées par une interaction à énergie équivalente est dix fois supérieur, ce qui garantit une meilleure résolution et une plus grande sensibilité des matériaux semi-conducteurs. Le tableau 1-2 regroupe les valeurs d'énergie d'ionisation pour différentes matériaux semi-conducteurs (silicium (Si), tellure de cadmium (CdTe), et germanium (Ge)) et scintillateurs (iodure de césium dopé thallium (CsI(Tl)), iodure de sodium dopé thallium (NaI(Tl)), et le germanate de bismuth (BGO)), ainsi que le nombre de paires créées pour des photons incidents de 100 keV, et la résolution en énergie⁴ intrinsèque associée telle que définie par l'équation (1-6).

$$\Delta E_{\text{intrinsèque}} = 2,36 * \sqrt{FE\varepsilon} \quad (1-6)$$

avec F le facteur de Fano⁵, E l'énergie déposée dans le matériau, et ε l'énergie d'ionisation (Limousin, 2001).

³ L'efficacité quantique quantifie la probabilité qu'un photon incident sur la photocathode génère un électron par effet photoélectrique.

⁴ La résolution en énergie est définie comme la largeur à mi-hauteur du pic considéré. La résolution en énergie caractérise la précision avec laquelle est mesurée l'énergie d'une raie caractéristique (Knoll, 2000).

⁵ Le facteur de Fano caractérise l'écart entre la distribution réelle du nombre de charges créées et la distribution prédite par la loi de Poisson à laquelle obéit en théorie la production de charge. Le facteur de Fano d'une variable aléatoire entière est défini comme le rapport de sa variance à sa moyenne (Bora *et al.*, 2016).

Tableau 1-2 : Propriétés de matériaux détecteurs scintillateurs et semi-conducteurs pour les photons (Limousin, 2001).

Matériau	Energie d'ionisation	Nombre de paires $N \pm \sqrt{N}$ à 100 keV	Résolution intrinsèque FWHM [eV] à 100 keV
Si	3,76 eV/paire	26600 +/- 165	450
CdTe	4,42 eV/paire	22600 +/- 150	620
Ge	2,96 eV/paire	33800 +/- 185	400
NaI(Tl)	26 eV/photon	3850 +/- 60	3800
CsI(Tl)	19 eV/photon	5250 +/- 70	3250
BGO	110 eV/photon	910 +/- 30	7800

Les semi-conducteurs sont les matériaux qui offrent les meilleures performances pour la détection de photons. Ce sont des matériaux solides avec mode de détection directe, qui permettent donc de développer des détecteurs compacts offrant les meilleures performances spectrométriques. Bien que ce soient des matériaux complexes à développer, les avancées dans le domaine des semi-conducteurs permettent d'avoir accès à ces technologies. Par conséquent, dans la suite de ce mémoire, nous nous intéresserons aux détecteurs à semi-conducteur car ils présentent l'avantage d'offrir un bon compromis en matière de compacité et de performances spectrométriques par rapport aux autres matériaux pour la détection de photons.

1.3 Processus de détection de photons avec un semi-conducteur

Les semi-conducteurs sont largement utilisés comme matériaux détecteurs car l'énergie nécessaire à la création de paires électron-trou est relativement faible (~ 3 eV), mais suffisamment élevée pour éviter les charges créées par l'agitation thermique qui génèrent un courant d'obscurité (appelé *dark current*). De plus, ce sont des matériaux solides, ce qui permet l'implémentation de système de détection plus compacts en comparaison des systèmes basés sur du gaz ou du liquide. Habituellement, les semi-conducteurs sont utilisés comme des jonctions p-n à polarisation inversée. Cette propriété est nécessaire pour limiter le courant induit par l'agitation thermique (Heijne, 2008).

La structure en énergie d'un cristal semi-conducteur est décrite par la théorie des bandes. L'énergie des électrons des atomes du cristal est confinée dans l'une de ces bandes. On parle de bandes permises, elles-mêmes séparées par des bandes interdites (aussi appelées *gap*). La figure 1-7 illustre la structure basique du diagramme des bandes d'énergie pour un matériau isolant, un matériau semi-conducteur et un matériau conducteur. La bande de valence correspond aux électrons fortement liés aux atomes du cristal. Dans la bande de conduction, les électrons sont libres de se déplacer dans le cristal. En l'absence d'agitation thermique, les électrons du cristal remplissent la bande de valence et la bande de conduction est vide. Lorsque la température augmente, les électrons de la bande de valence acquièrent de l'énergie thermique, ce qui a pour effet d'exciter les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. En se déplaçant vers la bande de conduction, l'électron excité laisse un trou à sa « position » de départ. Il est possible pour un électron d'un site voisin de combler le site laissé libre par le premier électron. Un trou se comportant comme une charge positive, son déplacement dans le cristal crée lui aussi un courant électrique.

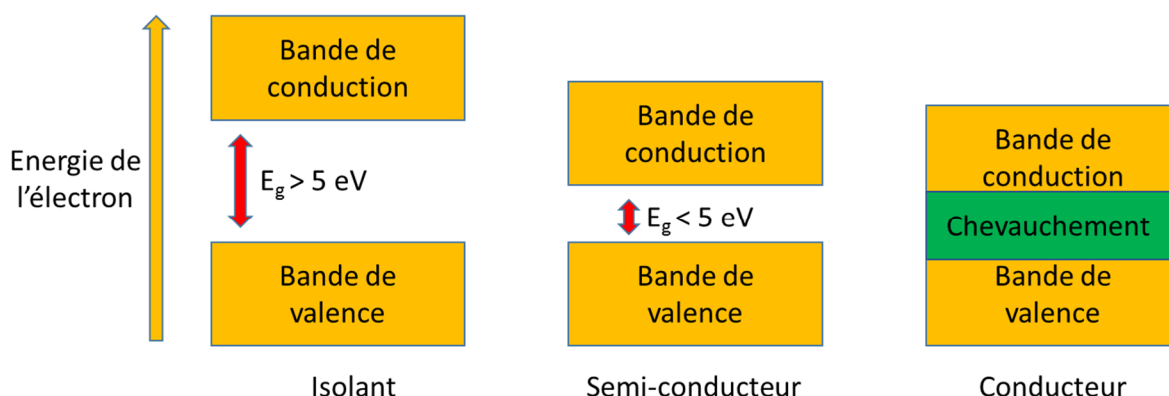


Figure 1-7 : Diagramme des bandes d'énergie pour un matériau isolant, un matériau semi-conducteur, et un matériau conducteur. Sont illustrées la bande de valence et la bande de conduction, séparée par la bande interdite (le gap représenté par E_g) déterminant les propriétés électriques du matériau. Dans le cas du matériau conducteur, la bande de valence et la bande de conduction se chevauchent.

Quand un photon interagit dans le milieu semi-conducteur, il excite les électrons de la bande de valence qui sont éjectés sur la bande de conduction par l'électron primaire de l'interaction. L'électron primaire peut être issu de l'absorption photoélectrique, de la diffusion Compton, ou de l'effet de matérialisation. Les électrons secondaires peuvent exciter, à leur tour, d'autres électrons de la bande de valence. L'électron primaire va déposer toute son énergie via ce processus en cascade, générant plusieurs paires électron-trou. Le nombre de paires créées est dépendant de l'énergie déposée par le photon. La collection de ces charges est réalisée à l'aide d'un champ électrique de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de volts par centimètre, désigné sous le terme de tension de polarisation. Il faut être précautionneux lors du choix de la tension de polarisation, une valeur trop élevée favorise les chances de claquage⁶, une valeur trop basse dégrade le rendement de collection des charges.

Dans la pratique, un matériau semi-conducteur n'est jamais un cristal parfait, il présente des défauts et des impuretés. Ces derniers introduisent des niveaux d'énergie intermédiaires dans le gap. Ces énergies intermédiaires étant plus facilement atteignables, elles induisent potentiellement un bruit électronique, dû aux fluctuations de courant générées lorsque le semi-conducteur est polarisé. Ce bruit électronique peut être si important qu'il peut masquer le signal créé par un photon interagissant dans le milieu. Il est donc nécessaire d'avoir un matériau présentant une zone « quasi-intrinsèque » aussi dépourvue que possible de porteurs de charges libres. Ce phénomène peut être compensé par l'ajout d'atomes accepteurs, qui va modifier l'état fondamental du cristal (Enderlein, 1997). On parle alors de semi-conducteur compensé. L'ajout de ces atomes accepteurs permet d'obtenir un matériau déserté de charges libres.

⁶ La tension de claquage correspond à la tension qui rend conductrice une partie du matériau, et par conséquent dégrade les propriétés du matériau semi-conducteur.

1.4 Principe de détection des détecteurs pixellisés hybrides

En 1997, l'organisation européenne pour la recherche nucléaire (le CERN) a développé un ASIC⁷, la puce de comptage Medipix1 (Mikulec, 2000), dédiée à l'imagerie et à la détection de particules. Un descriptif non exhaustif des différentes puces de comptage de la famille Medipix est proposé dans le paragraphe 3.1.2 de ce chapitre. Une fois hybridé à un substrat semi-conducteur, l'ensemble forme un détecteur pixellisé permettant le comptage de photons tout en fournissant des informations sur les positions d'interaction. Cette puce est la première version de la famille des détecteurs pixellisés hybrides, qui sont largement utilisés dans les applications d'imagerie gamma. Les détecteurs hybrides pixellisés constituent la brique technologique ayant permis le développement des imageurs gamma compacts utilisés dans l'industrie nucléaire.

Un détecteur pixellisé hybride consiste en un substrat semi-conducteur pixellisé hybridé à un circuit de lecture (*i.e.* un ASIC), tel qu'illustré figure 1-8 (a). Le semi-conducteur est métallisé pour que ses électrodes soient pixellisées. L'électronique de lecture, quant à elle, est segmentée en pixels, et une connexion électrique est réalisée au moyen de microbilles métalliques reliées à chacun des pixels (Fiederle *et al.*, 2004). La figure 1-8 illustre une coupe transversale d'un pixel : lorsqu'une particule interagit dans le substrat semi-conducteur, des porteurs de charges sont créés puis dirigés vers les pixels de l'ASIC sous l'effet d'un champ électrique, générant un signal électrique (Ballabriga Suné, 2009). Ce signal électrique est ensuite traité et mis en forme dans l'électronique de lecture. Une représentation schématique et une photographie sont également présentées sur cette figure. Le terme hybride vient du fait que le semi-conducteur et l'électronique de lecture dédiée sont deux composants distincts, ce qui permet entre autre une optimisation distincte des deux éléments.

Lorsqu'une particule interagit dans le substrat semi-conducteur, les porteurs de charges générés par l'ionisation se déplacent dans le champ électrique générant une impulsion. Cette impulsion est mesurée et traitée dans l'électronique du pixel. Les processus du transport de charges, de création et de mise en forme de l'impulsion électrique avec les détecteurs pixellisés, et notamment ceux de la famille Medipix, sont précisément détaillés dans de nombreux travaux de recherche (Tlustos, 2005; Llopart, 2007; Ballabriga Suné, 2009; Wong, 2012; Fröjd, 2015).

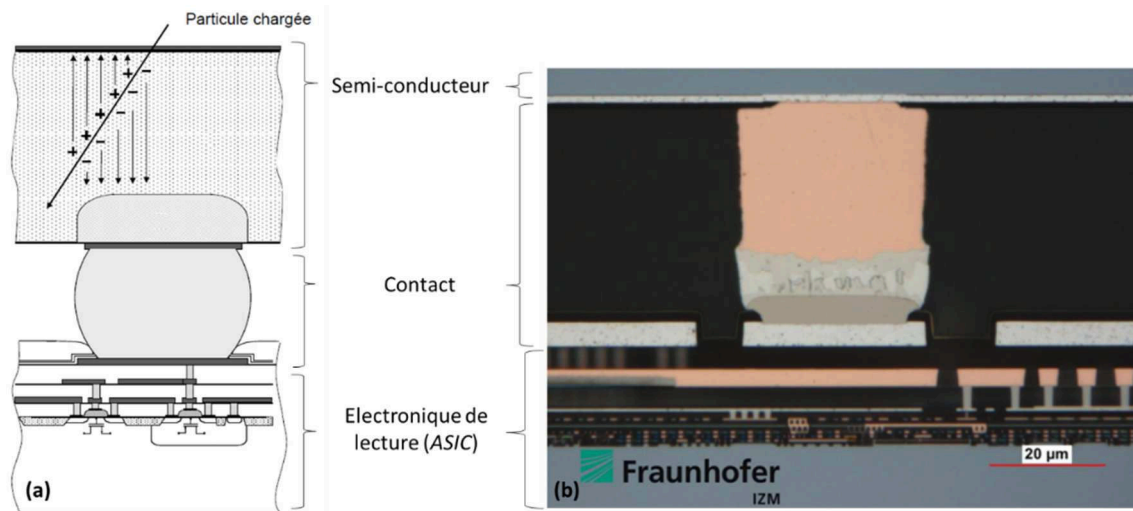


Figure 1-8 : Coupe transversale d'un pixel dans un détecteur pixellisé hybride. (a) Principe de fonctionnement d'un détecteur pixellisé hybride, les « + » illustrent les trous, et les « - » les électrons ; (b) Photographie d'un semi-conducteur hybridé au moyen d'un contact en cuivre à un pixel de l'électronique de lecture (Fraunhofer IZM, 2019).

⁷ ASIC : *application specific integrated circuit*, en français : « circuit intégré propre à une application ».

La figure 1-9 illustre la forme d'une impulsion générée après une interaction, et la logique de traitement des impulsions (Llopart *et al.*, 2007) : le mode PC (*Photon Counting*) qui permet de compter le nombre de coups détectés pour chacun des pixels ; le mode ToT (*Time-over-Threshold*) qui permet une mesure de l'énergie déposée par l'interaction en comptant le temps passé au-dessus du seuil par l'impulsion : plus l'amplitude de l'impulsion générée est grande, plus le temps passé au-dessus du seuil (*threshold*) est important; et le mode ToA (*Time of Arrival*) qui fournit une datation de l'interaction.

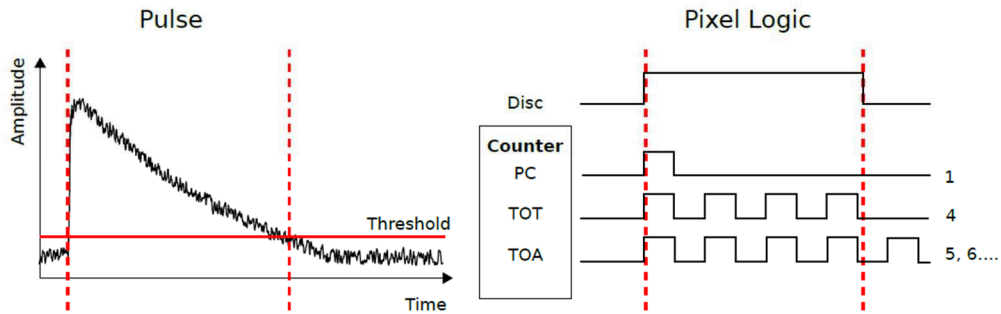


Figure 1-9 : A gauche, l'impulsion générée par une interaction en sortie du préamplificateur avec le bruit électronique et le seuil (*Threshold*). A droite, la logique appliquée aux pixels, le mode comptage (PC pour *Photon Counting*), la mesure en énergie (ToT pour *Time-over-Threshold*), et le moment d'interaction (ToA pour *Time of Arrival*) (Fröjd, 2015).

Lorsqu'une particule interagit dans le détecteur, elle va laisser une trace composée d'un certain nombre de pixels. On parle alors de *cluster* de pixels. Suivant la nature et l'énergie déposée par une interaction, la taille et la forme des *clusters* de pixels varient. Sur la figure 1-10 sont présentés quelques exemples de formes de *clusters* de pixels pour différents types de particules dans un détecteur pixellisé hybride (Sabella *et al.*, 2010).

Dots		Photons and electrons
Small blobs		Photons and electrons
Heavy blobs		Heavy ionizing particles
Heavy tracks		Heavy ionizing particles → Incidence is not perpendicular to the detector's surface (Bragg curve)
Straight tracks		MIP
Curly tracks		Energetic electrons

Figure 1-10 : Exemples de formes de *clusters* de pixels pour différents types de particules dans un détecteur pixellisé hybride (Sabella *et al.*, 2010).

2. L'imagerie gamma

Cette partie a pour objectif de présenter les techniques d'imagerie gamma permettant de localiser des sources radioactives dans un environnement. Il existe deux techniques d'imagerie utilisées dans l'industrie nucléaire : l'imagerie à masque codé (paragraphe 2.1) et l'imagerie Compton (paragraphe 2.2). Une présentation des deux techniques, ainsi que de leurs avantages et limitations respectifs sont proposées. Ceci permettra de mettre en évidence les motivations pour le développement d'un imageur gamma utilisant les deux techniques d'imagerie (paragraphe 2.3), aussi appelé imageur hybride.

2.1 L'imagerie à masque codé

Cette partie est dédiée aux caméras gamma à masque codé. Dans un premier temps, nous décrivons le principe de localisation de sources radioactives à l'aide de l'imagerie à masque codé (paragraphe 2.1.1). La localisation par masque codé repose sur la modulation spatiale d'un flux de photons incidents par un masque codé, qui est décrite au paragraphe 2.1.2. Dans le paragraphe 2.1.3, les caractéristiques du masque codé, qui est l'élément central de l'imagerie à masque codé, sont décrites. La dernière partie concerne les avantages et limitations de cette technique d'imagerie (paragraphe 2.1.4).

2.1.1 Principe de localisation à l'aide d'un masque codé

L'imagerie à masque codé est basée sur le même concept que les caméras à sténopé. Un sténopé est un collimateur qui atténue le flux de photons incidents et qui est placé entre le plan de détection et la source émettrice. Il s'agit d'un trou par lequel la lumière ou le rayonnement X, ou gamma, peut passer pour interagir dans le plan de détection, comme illustré sur la figure 1-11. A titre d'exemple, la première caméra gamma, mise au point par Anger (Anger, 1958), ou la caméra gamma CARTOGAM, développée par le CEA dans les années 1990 (Gal *et al.*, 1997), utilisaient des sténopés. Les caméras à sténopé possèdent de bonnes performances en matière de résolution spatiale (quelques degrés avec la caméra gamma CARTOGAM) qui sont cependant influencées par l'énergie du rayonnement incident. En revanche, leur efficacité de détection reste limitée, en raison de l'unique ouverture présente au sein du collimateur (Gal *et al.*, 2005).

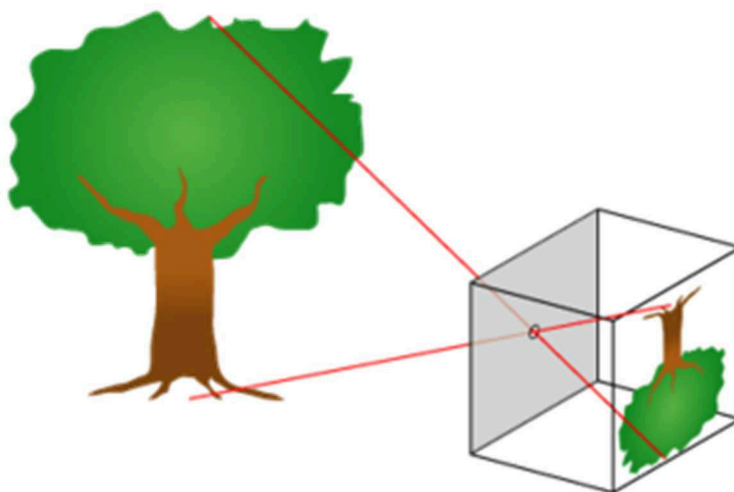


Figure 1-11 : Illustration du concept de sténopé (Wikipedia - Sténopé, 2019).

L'imagerie à masque codé a été développée pour conserver les performances en matière de résolution angulaire⁸ des sténopés tout en améliorant la sensibilité de détection⁹. Plutôt que d'utiliser un plan atténuateur composé d'un seul trou, les masques codés dont la fraction d'ouverture¹⁰ est supérieure à celle des sténopés, sont utilisés, comme illustré figure 1-12. La localisation de la source radioactive dans l'image reconstruite repose sur deux étapes. La première étape consiste en une modulation spatiale du flux incident par le masque codé. La seconde étape consiste à utiliser un algorithme pour reconstruire la direction de la source radioactive, en fonction de la distribution des interactions photoniques dans les pixels du détecteur.

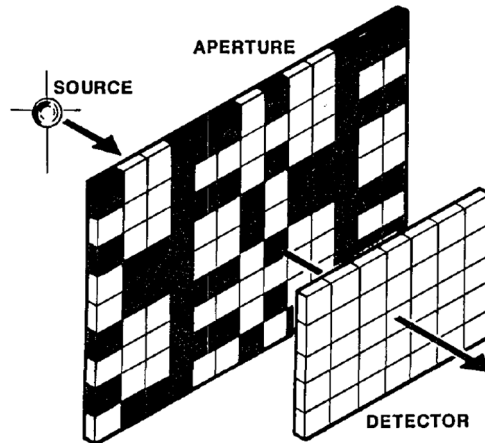


Figure 1-12 : Le concept de localisation avec un masque codé, le masque codé séparant la source du détecteur sensible à la position (Gottesman et al., 1989).

2.1.2 La modulation par le masque codé

Les systèmes d'imagerie gamma à masque codé reposent sur une technique d'imagerie par modulation spatiale. Ces systèmes se composent de deux éléments principaux, un détecteur sensible à la position et un masque codé. Dans certains cas, un blindage peut également être ajouté, afin de s'affranchir des photons non modulés par le masque codé.

Le masque codé consiste en une matrice composée d'éléments opaques (appelés des pleins, ou encore *septa*) et d'éléments transparents (appelés des trous), et est placé entre la source radioactive et le détecteur. Les informations concernant le masque codé pour ce paragraphe sont issues de (Caroli et al., 1987). Le masque codé a pour fonction de sélectionner la direction des photons émis par la source radioactive avant qu'ils n'interagissent dans le détecteur. Un objet source placé dans le champ de vue projette une ombre (*shadowgram* en anglais) du masque codé sur le plan de détection formé par le détecteur. La forme de cette ombre dépend de la position de l'objet source. Dans le cas d'une unique source ponctuelle, l'ombre projetée reproduit le motif du masque codé (ou une partie). Alors que pour une combinaison de plusieurs objets sources, l'ombre projetée est composée de la somme des ombres projetées par chacun des objets sources, tel qu'illustré sur la figure 1-13. Connaissant la structure du masque codé et la forme de l'ombre projetée sur le plan de détection, la direction de la source radioactive dans le champ de vue peut être calculée. La géométrie, le matériau et la position du masque codé détermine les performances du système d'imagerie.

⁸ La résolution angulaire exprime la capacité d'un système de mesure ou d'observation à discerner deux points contigus.

⁹ La sensibilité de détection est définie comme le temps minimal requis pour détecter une source radioactive de caractéristiques données.

¹⁰ La fraction d'ouverture correspond à la fraction d'éléments « ouverts » (transparents/non-atténuants) par rapport aux éléments « fermés » (opaque/atténuants).

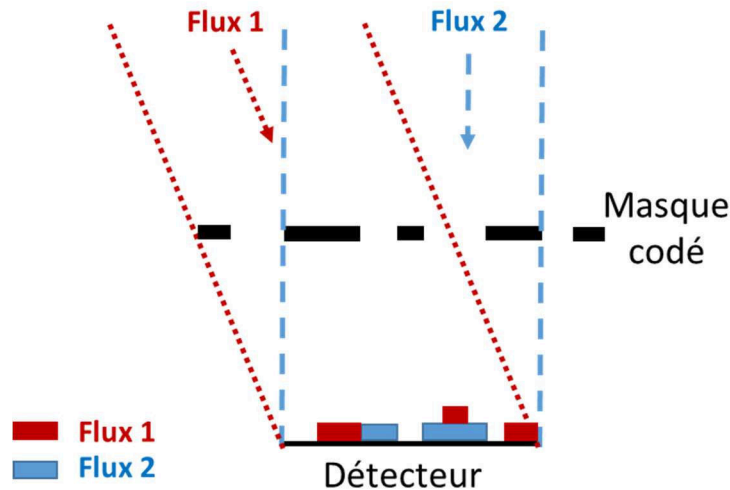


Figure 1-13 : Représentation schématisant le fonctionnement d'un système d'imagerie à masque codé : le taux de comptage mesuré dans chacun des pixels du détecteur est la somme des contributions de chacun des objets sources modulées par le masque codé. Sont illustrées ici, les ombres projetées par deux sources (symbolisées par Flux 1 et Flux 2) à une distance « infinie » du système.

2.1.3 Le masque codé

Dans cette partie, nous aborderons les principales caractéristiques du masque codé, ainsi que leurs impacts sur l'image décodée. La première caractéristique abordée dans le paragraphe 2.1.3.1 concerne le motif du masque codé. Dans le second paragraphe (2.1.3.2), les autres paramètres influant sur l'image décodée sont présentés : la distance entre le masque codé et le plan de détection, le matériau du masque ainsi que son épaisseur, mais aussi les dimensions des éléments composant le masque codé.

2.1.3.1 Le motif du masque codé

Le choix du motif du masque codé détermine les performances en sensibilité de détection, et en résolution angulaire de la caméra gamma. Le motif a un impact sur le bruit généré lors de l'étape de décodage, tel que l'apparition de sources « fantôme » ou d'artefacts parasites. Les masques codés font l'objet de nombreuses recherches depuis plus d'une cinquantaine d'années, notamment dans le domaine de l'astrophysique et il existe donc de nombreux motifs différents. Les principaux motifs des masques codés utilisés aujourd'hui sont les masques aléatoires, les masques URA, et les masques MURA (Cieślak *et al.*, 2016). La figure 1-14 illustre un exemple d'un masque codé à motif aléatoire, d'un masque codé URA, et d'un masque codé MURA.

Les masques aléatoires sont des masques codés pour lesquels il n'y a pas de règle quant à la disposition des trous et des *septa*. Ce type de motif engendre un bruit statistique lié à la présence de lobes sur la fonction d'autocorrélation (Cieślak *et al.*, 2016).

Les masques URA (*Uniformly Redundant Arrays*) sont des masques cycliques, dont le motif est pseudo-aléatoire, et permettant de s'affranchir du bruit statistique lié à la fonction d'autocorrélation (Gottesman *et al.*, 1989).

Les masques MURA (*Modified Uniformly Redundant Array*) sont des masques quadratiques et antisymétriques pour certains par rotation (Gottesman *et al.*, 1989). La position antisymétrique est appelée position anti-masque. Dans le cas des masques MURA utilisés au laboratoire, il s'agit d'une rotation de 90°. L'image induite par le bruit de fond sur la matrice de détection est identique quelle que soit la position du masque codé, tandis que celle créée par les photons gamma incidents modulés par

le masque subit une rotation de 90° entre la position masque et anti-masque. Le bruit de fond est ainsi supprimé par soustraction des images obtenues en position masque et anti-masque (Caroli *et al.*, 1987).

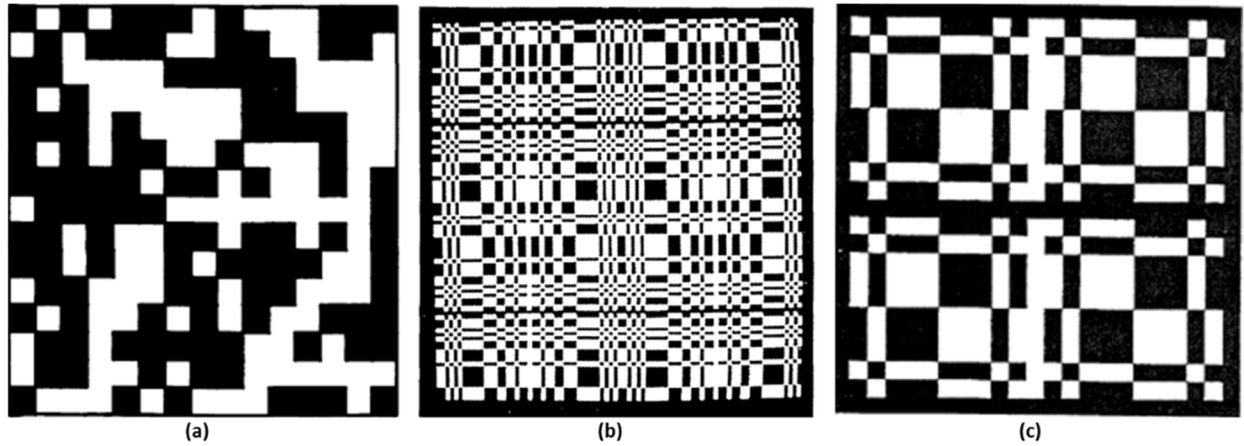


Figure 1-14 : Illustration (a) d'un masque codé à motif aléatoire (Charalambous *et al.*, 2009) ; (b) d'un masque codé URA (Fenimore *et al.*, 1978) et d'un masque codé MURA (Gottesman *et al.*, 1989).

Les masques redondants (URA et MURA) ont cependant le défaut de produire des erreurs de localisation lorsque la source radioactive se situe dans le champ de vue partiellement codé (*i.e.* « limite de champ de vue ») (Cieślak *et al.*, 2016). Le champ de vue peut être divisé en deux parties différentes (illustrées figure 1-15) : le champ de vue totalement codé qui est défini comme l'ensemble des directions pour lesquelles le flux détecté est complètement modulé, et le champ de vue partiellement codé, dans lequel seulement une partie des photons détectés est modulée par le masque. On peut noter que la distance entre le détecteur et le masque codé a un impact direct sur le champ de vue : plus la distance est faible, plus le champ de vue augmente et inversement. La figure 1-16 illustre la reconstruction pour deux positions de sources radioactives avec un détecteur couplé à un masque redondant. Sur l'image de gauche, la source est positionnée en limite du champ de vue totalement codé et est reconstruite au bon endroit. Pour le deuxième cas, la source radioactive est positionnée dans le champ de vue partiellement codé du masque codé.

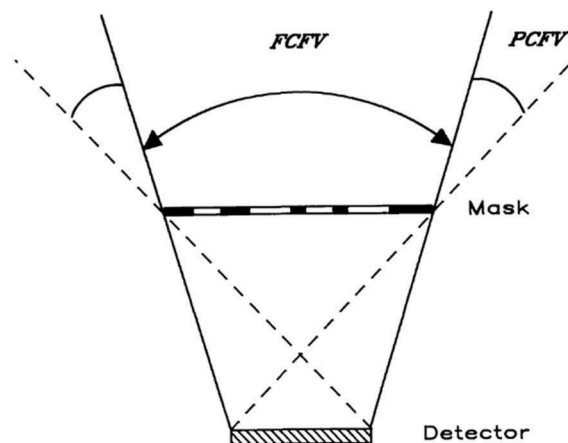


Figure 1-15 : Division du champ de vue pour une configuration basée sur l'utilisation d'un masque codé : le champ de vue totalement codé (FCFV, Fully Coded Field of View) dans lequel l'ensemble des photons détectés est modulé par le masque codé ; et le champ de vue partiellement codé (PCFV, Partially Coded Field of View) pour lequel seule une partie des photons détectés est encodée par le masque (Caroli *et al.*, 1987).

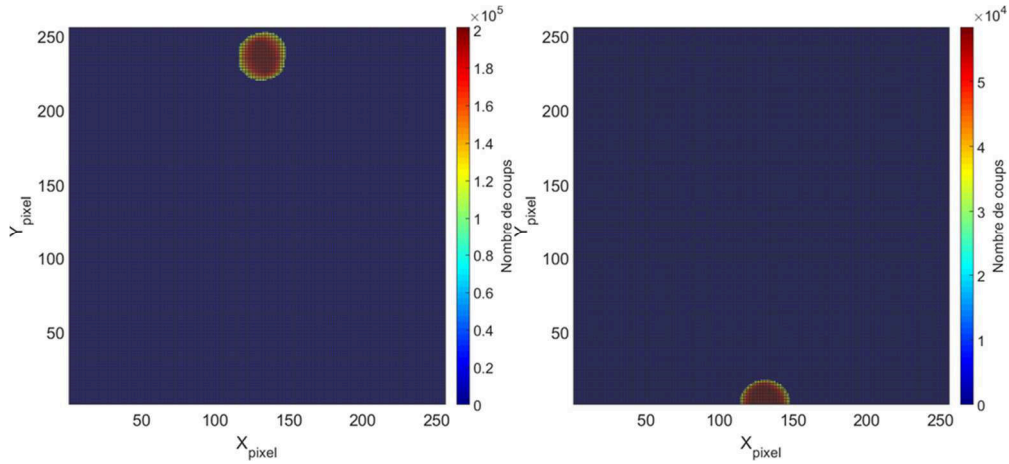


Figure 1-16 : Images reconstruites d'une source avec un détecteur couplé à un masque redondant dont le champ de vue est de 50° . A gauche la position de la source forme un angle de 24° avec le centre du détecteur et l'axe de la caméra, elle est reconstruite au bon endroit. A droite, la position de la source forme un angle de 27° avec le centre du détecteur et l'axe de la caméra, la position reconstruite devrait se situer dans la partie supérieure de l'image, or la source est reconstruite partiellement dans la partie inférieure de l'image.

2.1.3.2 Les paramètres du masque codé

En plus du motif du masque codé, d'autres éléments ont un impact significatif sur la qualité de l'image reconstruite : le matériau du masque codé et son épaisseur, la taille des éléments du masque codé, mais aussi la distance entre le masque et le plan de détection.

Le matériau du masque, ainsi que son épaisseur, ont directement un impact sur la sensibilité de la caméra gamma puisqu'ils sont directement liés à la transparence septale du masque. La transparence septale correspond à la proportion de photons gamma d'énergie donnée traversant les *septa* (qui correspondent aux parties pleines du masque codé). Plus la transparence septale est élevée, plus le contraste entre les projections des trous et des *septa* est réduit. La figure 1-17 illustre l'augmentation de la transparence septale avec l'énergie des photons gamma incidents. Cela a pour effet de dégrader le rapport signal sur bruit, et par la même occasion l'image décodée obtenue. La transparence septale est directement associée au pouvoir d'arrêt du matériau constituant le masque codé. L'épaisseur et le matériau du masque codé déterminent la gamme d'énergie des photons pour laquelle la caméra est opérationnelle.

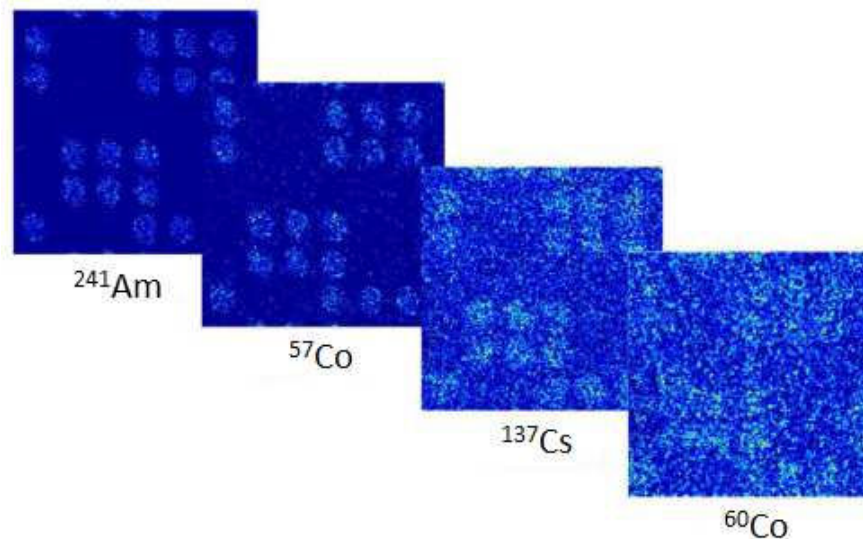


Figure 1-17 : Augmentation de la transparence septale avec l'augmentation de l'énergie des photons gamma incidents pour un masque codé d'épaisseur 4 mm (^{241}Am : 59,5 keV, ^{57}Co : 122 keV, ^{137}Cs : 661,7 KeV, ^{60}Co : 1,25 MeV en moyenne). Les lieux d'interaction des photons apparaissent en bleu clair (Lemaire, 2015).

Les dimensions des éléments composant le motif du masque influencent directement la résolution angulaire de l'image reconstruite. Il a été montré par simulation que la taille optimale des ouvertures du masque correspond à une à deux fois la taille des pixels du détecteur (Jupp *et al.*, 1994). La résolution angulaire peut s'exprimer par l'équation (1-7) (Joshi, 2014).

$$\theta \sim D/L \quad (1-7)$$

avec D la dimension des éléments du masque, et L la distance entre le masque codé et le détecteur.

Idéalement, afin d'avoir le système d'imagerie le plus compact possible, la distance entre le masque codé et le détecteur est à minimiser. Ce genre de configuration permet d'avoir un grand champ de vue et un système compact au prix d'une résolution angulaire dégradée. Une augmentation de la distance entre le détecteur et le masque codé permet d'améliorer la résolution angulaire au prix d'une diminution du champ de vue. Il y a donc un compromis important à considérer lors du dimensionnement du masque codé et de son intégration dans la caméra gamma.

2.1.4 Avantages et limitations de l'imagerie à masque codé

Les caméras gamma à masque codé offrent plusieurs avantages :

- Elles sont capables de localiser des sources radioactives émettant à basses énergies, de par l'efficacité de la matrice de détection et de la parfaite opacité des *septa* du masque codé pour des basses énergies. Par exemple, un flux de photons de 59,5 keV est atténué à 98 % par une matrice de CdTe d'épaisseur 1 mm. Quant à l'opacité du masque codé, pour des photons de 59,5 keV, elle est quasi-totale dès 500 μm de dénal¹¹.
- Par rapport aux caméras gamma à sténopé, les caméras gamma à masque codé permettent une résolution angulaire modulaire via un changement de masque codé.
- L'algorithme de décodage, qui repose sur des méthodes d'intercorrélation, est simple à implémenter.

Néanmoins, l'imagerie à masque codé présente plusieurs inconvénients dont :

- Une dégradation des performances lorsque l'énergie des rayonnements incidents augmente. Cette dégradation est due à la transparence septale du masque qui augmente quand l'énergie du rayonnement incident augmente (paragraphe 2.1.3.2.). On peut cependant noter que cet effet peut être amoindri au prix d'une forte augmentation du temps de mesure.
- Un champ de vue limité, entre autre par la géométrie du masque codé (épaisseur, diamètre des trous) et la distance entre la matrice de détection et le masque codé.

¹¹ Le dénal est un alliage métallique principalement composé de tungstène.

2.2 L'imagerie Compton

Ce paragraphe est consacré aux principes de localisation d'une source radioactive par imagerie Compton. Dans un premier temps le principe de l'imagerie Compton est décrit dans le paragraphe 2.2.1, puis les deux types d'algorithmes existants pour remonter à la position de la source radioactive sont exposés dans le paragraphe 2.2.2. La dernière partie (paragraphe 2.2.3) présente les avantages et limitations de l'imagerie Compton.

2.2.1 Principe de l'imagerie Compton

Le principe de localisation par imagerie Compton exploite le phénomène éponyme, décrit au début de ce chapitre. Un photon est émis par une source radioactive au point S avec une énergie E_{inc} . Le photon incident interagit dans le premier détecteur, appelé diffuseur, par diffusion Compton à la position D et en transférant une énergie E_1 à un électron du milieu. Le photon est ensuite dévié et s'échappe du diffuseur pour interagir dans l'absorbeur à la position A , et en déposant une énergie E_2 . Si le photon diffusé est absorbé, alors l'intégralité de l'énergie du rayonnement gamma incident peut être mesurée.

Connaissant les positions d'interaction D et A , la direction du (premier) photon diffusé est déterminée par le vecteur $\overrightarrow{AD}$. A partir des informations sur les énergies déposées et de l'équation (1-4), l'angle de diffusion Compton peut être calculé. La position de la source appartient au cône d'émission Compton d'apex D , dont l'axe est dirigé par le vecteur $\overrightarrow{AD}$, et d'angle de demi-ouverture θ_c . Pour chaque interaction de ce type, un cône d'émission peut être reconstruit. La source radioactive à l'origine des rayonnements gamma se situe à l'intersection de ces cônes et peut donc être localisée. La figure 1-18 schématise le principe de la reconstruction des cônes d'émission. Dans la suite de ce mémoire de thèse, le terme « données Compton » désignera l'ensemble des cônes d'émission Compton (mesurés ou simulés) permettant de remonter à la position d'une source radioactive.

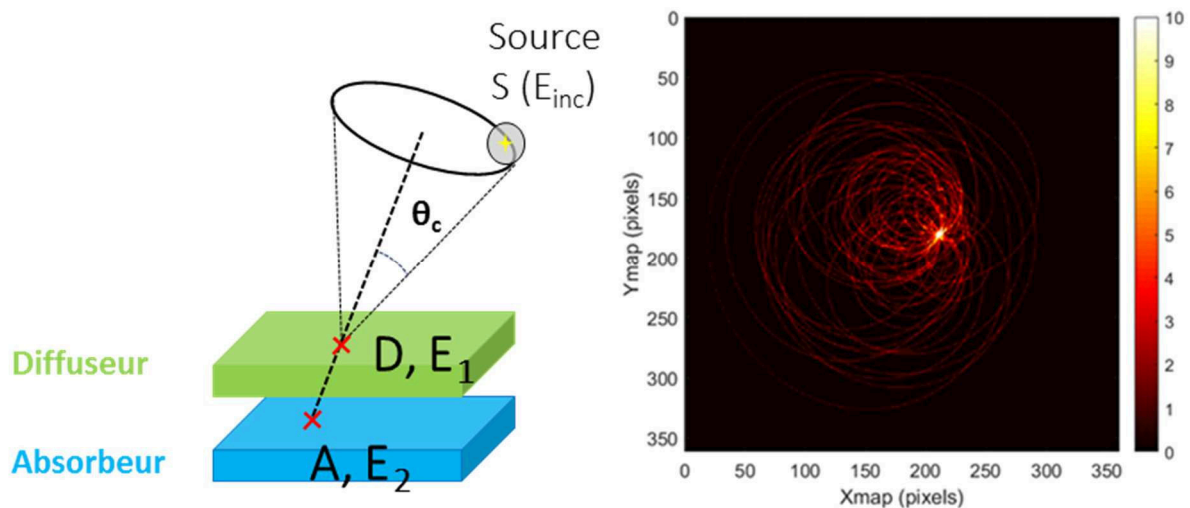


Figure 1-18 : A gauche, illustration de la détection d'un photon par imagerie Compton. A droite, l'utilisation de plusieurs cônes d'émission Compton permet de localiser la position de la source radioactive.

La reconstruction des cônes d'émission Compton nécessite d'avoir un détecteur avec certains prérequis. Il doit être notamment capable de fournir :

- Une mesure en énergie, qui permet de calculer l'angle de diffusion Compton.
- Une mesure des positions d'interaction pour déterminer l'axe du cône d'émission Compton.
- Une mesure de temps suffisamment résolue pour identifier les couples d'interaction d'intérêt.

2.2.2 Inversion des données Compton pour localiser la source radioactive

L'objectif de cette partie est de proposer au lecteur une revue des algorithmes permettant la reconstruction des images Compton. Une description plus approfondie est proposée dans le chapitre 3, qui est consacré au développement d'algorithmes pour l'imagerie Compton.

Les données Compton peuvent s'exprimer selon l'équation (1-8) (Frandes *et al.*, 2016) :

$$g(\vec{d}) = T(\vec{d}; \vec{e}) \times I(\vec{e}) + B(\vec{d}) \quad (1-8)$$

Dans l'équation (1-8), le terme $I(\vec{e})$ représente l'espace image d'où les photons sont émis, avec $\vec{e}$ définissant un vecteur dans l'espace-image ; le terme T décrit la mesure, qui dépend de la position de la source radioactive, et du paramètre $\vec{d}$ qui définit l'espace-données ; le terme B , quant à lui caractérise le bruit. L'objectif est de déterminer l'image I à partir des données g . Il n'existe pas de solution unique à cette équation, et c'est pour cette raison que plusieurs méthodes ont été développées, afin de proposer une approximation de I .

Les méthodes pour la reconstruction de l'image I se distinguent en deux familles, la « reconstruction directe » et la « reconstruction indirecte ».

La reconstruction directe consiste à reconstruire l'image en une seule opération. De nombreux algorithmes ont été développés : on peut citer entre autre la rétroprojection directe qui consiste à projeter les cônes d'émission Compton sur une sphère pixellisée (Xu *et al.*, 2004) ; et la méthode ART (*Algebraic Reconstruction Technique*) qui consiste à résoudre un système d'équations linéaires (Singh *et al.*, 1985).

La reconstruction indirecte consiste à reconstruire l'image en deux étapes, une première étape de modélisation du système de détection, et une seconde étape où la reconstruction est obtenue au moyen d'un algorithme itératif. La première étape consiste à modéliser le système en prenant en compte, les probabilités d'émission du photon, la géométrie du détecteur, l'élargissement Doppler. Parmi les algorithmes itératifs pour l'imagerie Compton, on peut citer l'algorithme MLEM (*Maximum Likelihood Expectation Maximization*), qui consiste à déterminer la solution la plus probable pour l'image reconstruite générant la mesure considérée dans le détecteur ; l'algorithme MAPEM (*Maximum A posteriori Expectation Maximization*), qui est une variante de l'algorithme MLEM introduisant un *a priori* sur l'environnement (Levitan *et al.*, 1987) ; et l'algorithme OSEM (*Ordered Substet Expectation Maximization*), une version accélérée de l'algorithme MLEM (Hudson *et al.*, 1994).

La figure 1-19 illustre les deux approches pour la reconstruction de données Compton : la reconstruction directe et la reconstruction en deux étapes. Pour chacune d'elles, les principaux algorithmes sont rappelés. Une fois la reconstruction effectuée, les méthodes de filtrage et de régularisation¹² sont appliquées à l'image.

Dans le cadre de ces travaux de recherche, une méthode de reconstruction directe basée sur la rétroprojection est développée et une méthode de reconstruction indirecte basée sur un algorithme MLEM est proposée. Les développements de ces algorithmes sont présentés dans le chapitre 3.

¹² Régulariser un problème mal posé consiste à le remplacer par un autre bien posé de sorte que l'erreur commise soit compensée par le gain de stabilité (Bonifazzi *et al.*, 1997).

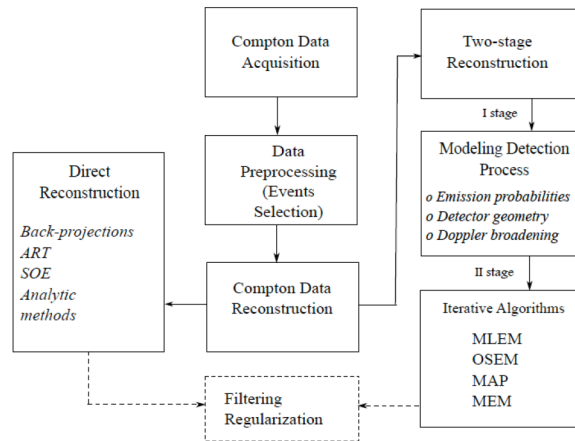


Figure 1-19 : Représentation schématique du processus associé à la reconstruction de données Compton : mesure des données Compton, sélection des événements d'intérêts, et reconstruction des données (reconstruction directe et reconstruction en deux étapes), puis les étapes de filtrage et de régularisation (Frandes et al., 2016).

2.2.3 Avantages et limitations de l'imagerie Compton

Les caméras gamma Compton offrent plusieurs avantages :

- Un champ de vue qui peut théoriquement s'étendre jusqu'à 4π stéradians.
- La nature de l'interaction physique, diffusion Compton puis absorption photoélectrique, permet une sélection des événements d'intérêt qui permet de s'affranchir d'un blindage. Les blindages sont réalisés avec des matériaux lourds, tels que le plomb ou le tungstène, qui pénalisent fortement la masse, l'encombrement et le champ de vue du système.
- L'absence de collimateur (*i.e.* masque codé) permet d'augmenter la sensibilité du système si l'épaisseur de la matrice de détection est suffisante. Il a été estimé que pour une épaisseur de 15 mm de CdTe la sensibilité pouvait être augmentée d'un facteur quinze (Cook et al., 2006).
- La reconstruction de l'image s'effectue sur les couples d'interactions déposant une énergie correspondant au pic d'absorption totale. Il est très peu probable que des sources parasites, ou un bruit de fond ambiant contribuent de manière importante au pic d'absorption totale considéré, et donc à la localisation d'une source radioactive, ce qui revient *de facto* à l'éliminer en grande partie. Cependant, cette affirmation n'est vraie que dans la mesure où il n'y a pas de continuum Compton induit par des photons de plus hautes énergies, qui contribuerait au pic d'absorption totale considéré.

Néanmoins, l'imagerie avec Compton présente plusieurs inconvénients dont :

- La complexité de la mise en œuvre d'algorithmes pour l'analyse des données basées sur la cinématique Compton.
- La nature du processus physique, la diffusion Compton qui ne se produit généralement que pour des photons dont l'énergie est supérieure à la centaine de kilo-électronvolts. Cela a pour effet de limiter les performances de l'imagerie Compton pour des énergies inférieures à la centaine de kilo-électronvolts.
- La reconstruction n'étant effectuée que sur le pic d'absorption totale, cela nécessite un volume de détection suffisamment grand pour maximiser la probabilité d'absorption totale.

- La nécessité d'avoir une résolution en énergie la plus fine possible puisque l'angle de diffusion Compton est calculé à partir des énergies mesurées (paragraphe 2.2.1).
- La problématique de la datation des événements qui est une contrainte forte. L'imagerie Compton nécessite d'avoir un système suffisamment résolu temporellement pour mesurer les événements Compton de manière simultanée.

2.3 Motivations pour le développement d'un imageur hybride

La localisation de sources radioactives émettrices de photons peut être obtenue par le biais de deux techniques : l'imagerie à masque codé (paragraphe 2.1) et l'imagerie Compton (paragraphe 2.2). Les avantages et limitations de ces deux modes d'imagerie sont décrits dans les paragraphes 2.1.4 et 2.2.3.

L'imagerie Compton permet une localisation des sources radioactives « hautes-énergies », telles que des sources de ^{137}Cs ou ^{60}Co . Cependant, elle s'avère inadaptée pour des sources de « basses énergies ». L'imagerie à masque codé, quant à elle, s'avère très performante en « basses énergies », mais son efficacité se dégrade en « hautes énergie ». L'association des deux informations, au sein d'un même imageur, permet de couvrir une plus grande gamme d'énergie par rapport à l'utilisation d'un seul des deux modes d'imagerie.

D'autre part, le champ de vue de l'imagerie Compton (d'au moins 180°) permet de compenser le champ de vue limité intrinsèque à l'imagerie à masque codé (aux alentours de 50°). Dans un cas réel, le temps d'exposition des opérateurs doit être minimum, comme le stipule le principe *ALARA*. Ceci implique, dans l'idéal, de minimiser le nombre de mesures pour cartographier la radioactivité. Par rapport à une caméra à masque codé, un imageur hybride tirerait profit des informations propres aux deux modes d'imagerie. Si une source radioactive est présente dans le champ de vue Compton, mais pas dans le champ de vue du masque codé, l'information de l'imagerie Compton permettrait de recentrer le champ de vue du masque codé. Dans le cas d'un imageur à masque codé, il serait nécessaire d'effectuer plusieurs mesures, ce qui implicitement augmente le temps d'exposition des opérateurs.

Ce qui transparaît de cette analyse est que les deux technologies sont plus complémentaires que concurrentes. Par conséquent, la meilleure façon de développer un imageur regroupant les avantages des deux techniques est d'aboutir à un imageur hybride capable d'exploiter les deux modes de mesures. Finalement, l'objectif de ces travaux est d'aboutir à un imageur hybride dans lequel les avantages de l'imagerie à masque codé et l'imagerie Compton sont exploités.

3. Les systèmes d'imagerie gamma

Cette partie a pour objectif de présenter les systèmes d'imagerie gamma industriels utilisant les techniques d'imagerie à masque codé (paragraphe 2.1) ou d'imagerie Compton (paragraphe 2.2), ou une combinaison des deux. Tout d'abord la caméra gamma GAMPIX et ses différentes briques technologiques sont présentées. Cette caméra constitue l'état de l'art du laboratoire en imagerie gamma. La caméra GAMPIX a fait l'objet d'une industrialisation, cet aspect est traité dans le paragraphe 3.2. La troisième partie concerne la miniaturisation de GAMPIX en réponse à certains besoins spécifiques de l'industrie nucléaire. La version miniature de GAMPIX se nomme Nanopix et est décrite paragraphe 3.3. Les paragraphes suivants proposent une revue de trois autres systèmes d'imagerie gamma industriels : l'imageur Compton ASTROCAM 7000-HS (paragraphe 3.4), et les deux imageurs hybrides Polaris-H (paragraphe 3.5) et NuVISION (paragraphe 3.6). Ceci permettra de proposer un tableau récapitulatif des différentes performances des systèmes d'imagerie existants (paragraphe 3.7).

3.1 La caméra gamma GAMPIX

Dans cette partie, nous présentons la caméra gamma GAMPIX, qui a été développée par le CEA List (*Laboratoire d'Intégration des Systèmes et Technologies*) à partir de 2007. Le développement de GAMPIX a notamment été rendu possible par l'accès aux détecteurs pixellisés (paragraphe 1.4) de la famille Medipix développés par le CERN. Cette caméra, ainsi que sa version miniature Nanopix (paragraphe 3.3) sont les références du laboratoire et font partie de l'état de l'art international dans le domaine de l'imagerie gamma. L'objectif des travaux de recherche est de proposer la génération suivante de cette caméra gamma.

Dans cette partie, nous décrivons dans un premier temps les différentes briques technologiques constituant GAMPIX : le substrat semi-conducteur (paragraphe 3.1.1), la puce de comptage de la famille Medipix à laquelle est hybridée un substrat semi-conducteur (paragraphe 3.1.2), le système d'acquisition permettant la communication entre le détecteur et l'ordinateur d'acquisition (paragraphe 3.1.3), et le masque codé (paragraphe 3.1.4). Les algorithmes permettant d'identifier la position de la source radioactive à partir d'une mesure sont ensuite exposés dans le paragraphe 3.1.5. Le dernier paragraphe de cette partie décrit les performances de GAMPIX (paragraphe 3.1.6).

3.1.1 Le substrat semi-conducteur

Les puces de comptage de la famille Medipix peuvent être hybridées à des substrats semi-conducteurs de silicium (Si), de tellure de cadmium (CdTe), de tellure de cadmium et de zinc (CZT), ou encore d'arséniure de gallium (GaAs). Les conditions d'utilisation de GAMPIX ont mené au choix d'un semi-conducteur de tellure de cadmium d'épaisseur 1 mm. Les axes de réflexion ayant mené à ce choix sont décrits ci-après (Lemaire, 2015).

Le substrat semi-conducteur doit tout d'abord être capable de mesurer des photons sur la gamme d'énergie d'intérêt, c'est-à-dire de 59,5 keV (photon gamma du ^{241}Am) à 1,33 MeV (photon gamma du ^{60}Co), tout en offrant des performances spectrométriques permettant d'identifier les radionucléides. Par conséquent, le matériau doit posséder un pouvoir d'arrêt suffisamment élevé permettant la détection d'un nombre significatif de photons sur la gamme d'énergie d'intérêt. Cet aspect implique que le matériau possède un numéro atomique (Z) élevé, une densité importante, mais aussi une épaisseur suffisante.

La collecte des charges générées par l'interaction du photon avec le matériau doit être aussi maximale, afin d'assurer les meilleures performances spectrométriques possibles. L'apparition de traînes sur les pics d'absorption totale en basses énergies est liée à une perte de charge lors de la collecte du signal (Limousin, 2001). Cette traîne dégrade directement les performances spectrométriques du système. La collecte des charges est directement dépendante du produit de la

mobilité des porteurs de charge, notée μ , et de la durée de vie des porteurs de charges, notée τ . La mobilité des porteurs de charges, ainsi que leur durée de vie, sont influencées par les impuretés et les lacunes du matériau qui vont piéger les porteurs de charges, et donc dégrader le signal collecté. La qualité du cristal semi-conducteur aura donc un impact direct sur les performances de la caméra gamma GAMPiX.

Les performances spectrométriques dépendent aussi de la qualité du signal collecté, après interaction dans le semi-conducteur, sur les électrodes. L'intensité du signal doit être maximisée et le bruit minimisé. L'intensité du signal mesuré est liée à la quantité de charges induites sur les électrodes de collection (Ballabriga Suné, 2009). Le bruit quant à lui est créé en grande partie par les électrons présents dans la bande de conduction en l'absence de photons. C'est la résistivité du matériau qui caractérise sa capacité à s'opposer à la circulation des porteurs de charges, et au courant d'obscurité. La résistivité d'un matériau est dépendante de la densité des porteurs de charges et de la mobilité de ces-derniers, telle qu'illustrée par l'équation (1-9) (Tlustos, 2005). Le courant d'obscurité varie de manière exponentielle par rapport à la largeur du gap et à la température, tel qu'illustré par l'équation (1-10) (Manach, 2005). Le courant d'obscurité est minimisé pour une faible température, et une largeur de *gap* importante. Il y a donc un compromis lors du choix du matériau semi-conducteur entre un faible courant d'obscurité et l'intensité du signal collecté (lié au nombre de porteur de charges créés).

$$\rho = \frac{1}{nq\mu_e + pq\mu_h} \quad (1-9)$$

avec ρ la résistivité, n et p les densités d'électrons et de trous, μ_e et μ_h les mobilités des électrons et des trous, et q la charge de l'électron.

$$I_{\text{obscurité}} \propto \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad (1-10)$$

avec E_g la largeur du gap, k la constante de Boltzmann, T la température.

D'autre part, la caméra gamma GAMPiX doit être facilement déployable, ce qui nécessite l'utilisation d'un détecteur léger et compact. Cet aspect écarte d'office les semi-conducteurs nécessitant un système de refroidissement à l'azote liquide, encombrant et lourd, comme le germanium. La caméra GAMPiX devant être industrialisée, le coût financier du semi-conducteur doit également être pris en compte. Il est impératif que le volume de semi-conducteur nécessaire ait un coût modéré, et que sa fabrication soit maîtrisée afin de pouvoir obtenir de larges volumes avec une qualité cristalline suffisante. Le tableau 1-3 décrit les caractéristiques citées dans ce paragraphe pour différents matériaux semi-conducteurs pouvant être hybridés aux puces de comptage de la famille Medipix.

Tableau 1-3 : Caractéristiques de différents matériaux semi-conducteurs : le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (AsGa), le tellure de cadmium (CdTe) et le tellure de cadmium et zinc ($\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$) (Lemaire, 2015).

Matériau	Z	ρ (g·cm ⁻³)	E_p (eV)	E_g (eV)	μ (cm ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹)		τ (μs)		R à 300 K (Ω·cm)	Refroidissement	Qualité cristalline	
					e ⁻	Trous	e ⁻	Trous				
Si	14	2,33	3,62	1,11	1350	480	20	20	10 ⁶	Eventuel	Bonne	
Ge	32	5,32	2,96	0,67	3900	1900	20	20	50	Oui	Bonne	
AsGa	33, 31	5,35	4,51	1,45	8500	400	9·10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁷ -10 ⁹	Non	Bonne	
CdTe	48, 52	6,06	4,43	1,47	1000	80	1	1	>10 ⁹	Non	Moyenne	Difficiles à usiner dans de larges volumes
CdZnTe	48, 30, 52	6,00	4,64	1,50	1050	50 à 80	3	0,1	>10 ¹⁰	Non	Faible	

Ci-dessous sont récapitulés les arguments ayant mené au choix du tellure de cadmium comme semi-conducteur pour la caméra gamma GAMPIX :

- Le silicium possède un numéro atomique faible, et donc intrinsèquement une efficacité de détection limitée sur la gamme d'énergie d'intérêt. De plus, la plupart des semi-conducteurs silicium hybridés aux puces de la famille Medipix ont une épaisseur de 300 μm , limitant d'autant plus l'efficacité de détection.
- L'arséniure de gallium possède, lui aussi, intrinsèquement une efficacité de détection faible. Malgré une mobilité des porteurs de charges importante, leurs durées de vie limitent les performances spectrométriques.
- Le germanium, bien que très efficace, et permettant d'atteindre des performances spectrométriques exceptionnelles, nécessite un système de refroidissement cryostatique trop pénalisant pour le développement d'un système compact. D'autre part, il n'y a eu qu'un seul essai d'hybridation d'un semi-conducteur germanium à une technologie Medipix (Pennicard *et al.*, 2014). Il est donc envisageable de développer un prototype d'imageur basé sur un semi-conducteur germanium.
- Le tellure de cadmium, quant à lui, offre un bon compromis, puisqu'il possède intrinsèquement une bonne efficacité de détection. Il faut 5 mm de CdTe pour arrêter 85% de photons incidents à 140 keV, contre 15 mm pour du Ge et 55 mm pour du Si (Lemaire, 2015). Malgré des spectres en énergie présentant des traînes vers les basses énergies dues au piégeage des porteurs de charge (Limousin, 2001), la segmentation de l'anode en petits pixels des puces de comptage Medipix permet de réduire cet effet (Manach, 2005).
- Le tellure de cadmium et de zinc possède essentiellement les mêmes propriétés que le tellure de cadmium. Un des aspects qui diffère entre les deux semi-conducteurs est la plus grande résistivité du CZT due à une plus grande largeur du *gap* (Manach, 2005). D'autre part, le CZT est fortement polycristallin et présente de nombreux défauts macroscopiques, rendant sa fabrication et son approvisionnement difficile. L'avantage du CZT sur le CdTe est la possibilité d'obtenir des épaisseurs de substrat plus importantes mais par conséquent plus fragile. Les conditions d'utilisation de GAMPIX imposent que le système soit le plus résistant possible, un substrat trop épais met en péril cet aspect.

3.1.2 Les détecteurs de la famille Medipix

Le développement de GAMPIX a été réalisé autour des puces pixellisées de la famille Medipix. Ces puces sont développées par le CERN dans le cadre d'une collaboration internationale, lancée au début des années 1990. Plusieurs puces de comptage ont été développées au sein de cette collaboration, trois d'entre elles ont été envisagées pour le développement de GAMPIX. Le tableau 1-4 décrit les principales caractéristiques des puces de comptages envisagées.

La puce de comptage Medipix1 a été développée dans le cadre de la collaboration du même nom. Cette collaboration regroupe le CERN, et les universités de Glasgow, Fribourg, Naples et Pise. La première version est sortie en 1997. Elle se compose de 4096 pixels carrés de 170 μm de côté. A chacun des pixels est associée une chaîne de comptage composée de 400 transistors. Bien que la puce Medipix1 possède de nombreux avantages, comme une bonne résolution spatiale, une numérisation des données, et une grande dynamique, elle ne permet de collecter que les porteurs de charges positifs. Or, cet aspect est incompatible avec l'utilisation d'un semi-conducteur CdTe dans lequel les électrons doivent être collectés. D'autre part, la puce Medipix1 n'offre pas de capacité spectrométrique, ce qui est contradictoire avec les prérequis pour GAMPIX.

La puce de comptage Medipix2, a été développée, quant à elle, dans le cadre de la collaboration Medipix2 qui débuta en 1999. Cette collaboration regroupe quinze partenaires internationaux autour du CERN, dont le CEA List. La puce Medipix2 se compose de 65536 pixels de 55 μm de côté, derrière chacun desquels se trouve une chaîne de comptage composée de 500 transistors. Pour chacun des pixels, une fonction de compensation du courant de fuite a été implémentée. E. Manach, lors de ses travaux de recherche au CEA List (thèse soutenue en 2005), a montré les capacités de la puce de comptage Medipix2 pour des applications d'imagerie gamma dans l'industrie nucléaire (Manach, 2005). Bien que le comptage puisse être réalisé sur une fenêtre en énergie au moyen de seuils appliqués par l'utilisateur, elle ne permet pas d'obtenir une information spectrométrique précise.

La puce de comptage Timepix a été développée dans le cadre de la collaboration Medipix2. Elle possède des caractéristiques très proches de la puce Medipix2, mais intègre une fonctionnalité permettant une mesure de l'énergie déposée au sein du détecteur. Cette fonctionnalité s'appelle le mode *Time Over Threshold* (mode ToT) (Llopart *et al.*, 2007), dont le principe a été décrit dans la partie 1.4. Le mode ToT permet donc d'avoir des informations spectrométriques, ce qui a motivé le choix du détecteur Timepix dans le cadre du développement de GAMPIX. La dynamique en énergie du mode ToT s'étend de quelques keV à plusieurs MeV par pixel. Un descriptif complet des modes de fonctionnement de Timepix est proposé dans (Llopart *et al.*, 2007; Lemaire, 2015) et ne sera pas repris dans ce mémoire.

Tableau 1-4 : Comparaison des caractéristiques de puces de comptages Medipix1, Medipix2 et Timepix (Lemaire, 2015).

Puce	Medipix1	Medipix2	Timepix
Technologie	SACMOS 1 μm	CMOS 0,25 μm	CMOS 0,25 μm
Nombre de couches métalliques	2	6	6
Surface active	1,2 cm^2	2 cm^2	2 cm^2
Nombre de pixels	64 ²	256 ²	256 ²
Dimension d'un pixel	(170 μm) ²	(55 μm) ²	(55 μm) ²
Nombre de transistors par pixel	400	500	550
Profondeur du compteur d'un pixel	15 bits	13 bits	14 bits
Taux de comptage par pixel	2 MHz	1 MHz	1 MHz
Bit de dépassement	Non	Oui	Oui
Charges collectées	+	+/-	+/-
Compensation du courant de fuite	Par colonne	Par pixel	Par pixel
Seuil(s)	1	2	1
Seuil maximal	~ 15 ke ⁻	~ 50 ke ⁻	~ 50 ke ⁻
Ajustement des seuils	3 bits	3 bits par seuil	4 bits
Aboutable	Non	Sur 3 côtés	Sur 3 côtés
Capacité spectrométrique	Non	Non	Oui

La connexion électrique et mécanique entre le substrat semi-conducteur et la puce Timepix est effectuée par la technique de la « puce retournée » (*flip chip*) qui est une technique utilisée dans le milieu des semi-conducteurs pour effectuer des connexions électriques. A l'inverse du câblage par fils (*wire bonding*) où les surfaces à connecter doivent être dans le même sens, avec la technique de « puce retournée » les surfaces à connecter doivent être face à face. Cette technique est de plus en plus plébiscitée car elle permet, par rapport au câblage par fil, une plus grande densité de connexions : des dizaines de milliers de connexions peuvent être réalisées. D'autre part, les connexions en « bosses » du *flip chip* assurent une meilleure connexion électrique que les connexions par câbles (Elenius *et al.*, 2000).

L'hybridation, dans le cas des puces Timepix utilisées par le laboratoire, est mise en œuvre à l'aide de microbilles en indium. Le choix s'est porté sur l'indium, car cet élément permet des soudures à des températures relativement basses, facilitant l'hybridation dans le cas de substrats semi-conducteurs CdTe qui supportent mal les hautes températures (Fiederle *et al.*, 2004). La figure 1-20 montre les microbilles d'indium utilisées pour l'hybridation à différentes étapes de leur formation.



Figure 1-20 : Microbilles d'indium à différents stades : avant la mise en forme de bosse, juste après le dépôt sur la matrice (a) ; illustration d'une fraction de la matrice (b) ; après formation de la bosse (c) (Fiederle *et al.*, 2004).

3.1.3 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition de la caméra gamma GAMPIX, basé sur la puce de comptage Timepix, se compose de trois éléments principaux.

Le premier élément est la carte électronique, qui permet la lecture des données et le support de Timepix. Cette carte a été développée par le CERN. Elle assure l'alimentation de la puce de comptage, mais aussi la polarisation du semi-conducteur. Le connecteur de cette carte électronique est une sortie VHDCI¹³ femelle qui permet de s'affranchir d'éventuelles fluctuations d'alimentation (Vykydal *et al.*, 2006). La carte de lecture et la puce de comptage Timepix forment le détecteur Timepix.

La communication entre l'ordinateur d'acquisition et la carte de lecture est assurée par l'interface FITPix développée par l'IEAP (*Institute of Experimental and Applied Physics*), institut de CTU (*Czech Technical University*) à Prague (Kroupa *et al.*, 2011). FITPix est le successeur de l'interface USB 1.22 (Vykydal *et al.*, 2006), elle-même développée par l'IEAP / CTU, et une alternative à l'interface MUROS (Bardelloni *et al.*, 2000) développée aux Pays-Bas par le *National Institute for Subatomic Physics* (NIKHEF). FITPix a été créé pour répondre au besoin d'une interface plus rapide, plus compacte, et plus flexible. Le principal défaut de l'interface USB 1.22 est une vitesse d'acquisition trop lente (jusqu'à 5 *fps*¹⁴). Les boîtiers MUROS ont été utilisés au laboratoire pour les premiers développements d'imagerie gamma (Million, 1999; Manach, 2005). Dans ces boîtiers, l'horloge est générée par un oscillateur RC¹⁵, ce qui pose des problèmes de stabilité au niveau de l'horloge (Kroupa *et al.*, 2011).

¹³ Les connecteurs VHDCI (*Very High Density Cable Interconnect*) utilisent 68 connecteurs.

¹⁴ *Frame per second*.

¹⁵ Un oscillateur RC, ou oscillateur à déphasage est un oscillateur qui fournit un signal sinusoïdal. Il se compose d'un amplificateur inverseur avec une boucle de contre-réaction qui contient un filtre permettant de déphaser le signal de 180° à la fréquence d'oscillation.

Le boîtier FITPix a été développé autour d'une architecture FPGA¹⁶. La vitesse de lecture est de 90 fps, soit vingt fois plus rapide que l'interface USB 1.22, et deux fois plus rapide que les boîtiers MUROS. FITPix est entièrement alimenté par un bus USB. L'interface est compatible avec les puces de comptage de la famille Medipix et Medipix2. La consommation électrique est de 775 mW, ce qui est un avantage pour le développement d'un système compact d'imagerie. L'architecture de FITPix et une photographie du dispositif sont présentées en figure 1-21.

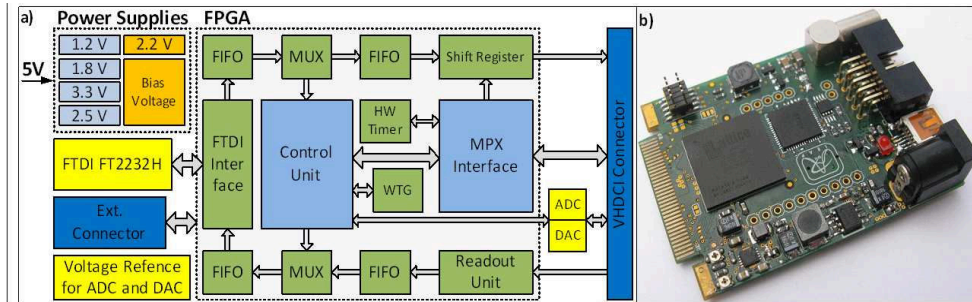


Figure 1-21 : L'architecture de l'interface FITPix (a) et le dispositif de dimensions 45 mm x 60 mm (Kroupa et al., 2011).

Le pilotage de l'ensemble détecteur Timepix – FITPix est réalisé à l'aide du logiciel *Pixelman*, lui aussi développé à l'IEAP (Turecek et al., 2011). La dernière version de ce logiciel est multiplateforme et possède une interface graphique Java. Les différentes puces de comptage des familles Medipix peuvent être utilisées avec ce logiciel. Des fonctionnalités peuvent être ajoutées par l'utilisation de *plugins* en C++, Java ou une combinaison des deux. Une illustration de l'interface graphique du logiciel *Pixelman* est présentée en figure 1-22.

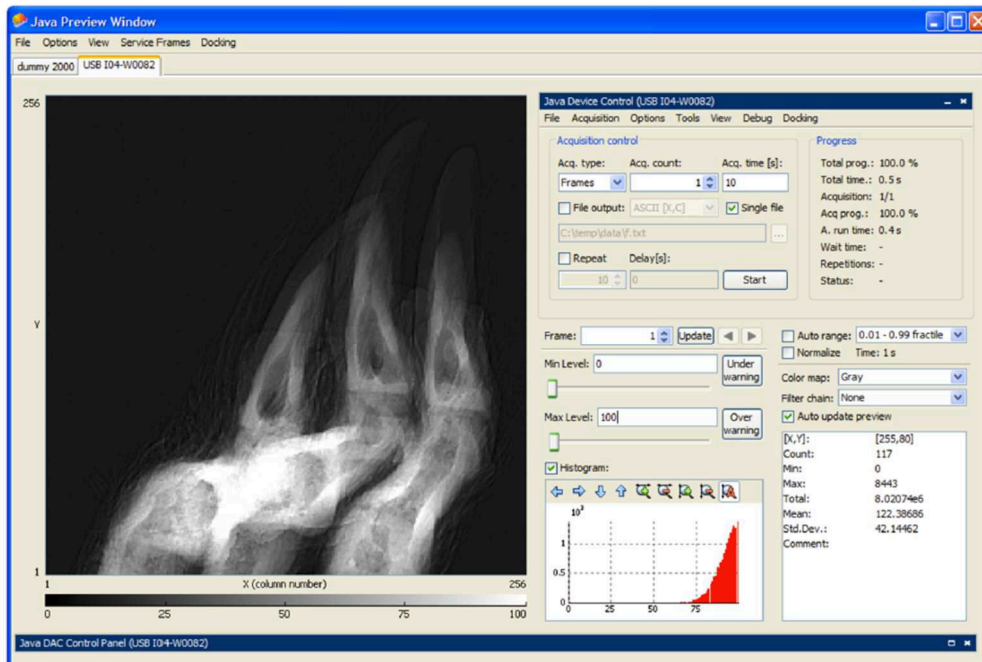


Figure 1-22 : Interface graphique en Java du logiciel d'acquisition *Pixelman*. La partie gauche de l'image représente une visualisation des interactions dans le détecteur Timepix, et la partie droite permet le contrôle des paramètres de l'acquisition et du détecteur (Turecek et al., 2011).

¹⁶ Les FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) sont des circuits intégrés reprogrammables. Programmer un FPGA consiste à redéfinir le circuit intégré lui-même pour implémenter les fonctions souhaitées.

3.1.4 Le masque codé

Les masques choisis pour répondre aux spécifications de la caméra gamma GAMPPIX sont des masques MURA de rang 7, 11 et 13 (le numéro de rang définit la forme du motif redondant), avec des épaisseurs variant de 1 mm à 8 mm en dénal. La figure 1-23 représente trois masques MURA, respectivement de rang 7, 11 et 13.

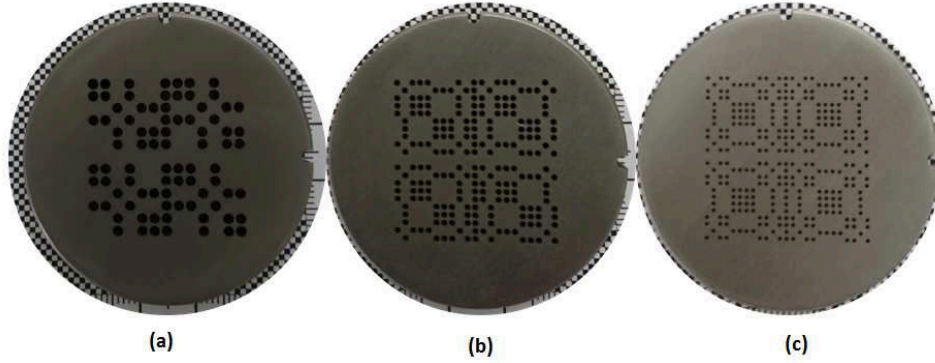


Figure 1-23 : Masques MURA utilisés pour la caméra gamma GAMPPIX, rang 7 (a), rang 11 (b), rang 13 (c). Le masque de rang 13 n'étant pas anti-symétrique par rotation, il n'est pas possible de réaliser la procédure masque/anti-masque avec ce dernier.

3.1.5 Algorithmes de reconstruction

Plusieurs algorithmes de localisation de sources radioactives ont été développés au laboratoire. Le premier algorithme (paragraphe 3.1.5.1) est un algorithme de déconvolution standard entre l'ombre projetée du motif du masque et le motif du masque. Le deuxième algorithme (paragraphe 3.1.5.2) est aussi un algorithme de déconvolution auquel a été rajouté une prise en compte de l'énergie déposée et de la taille de *clusters*. Le troisième algorithme de reconstruction (paragraphe 3.1.5.3) est un algorithme itératif de maximum de vraisemblance par maximisation de l'espérance, aussi appelé algorithme MLEM.

3.1.5.1 L'algorithme de déconvolution

L'objectif de l'algorithme est de reconstruire la scène observée O à partir de l'image brute B obtenue par projection des photons incidents sur la matrice de détection.

La méthode utilisée est celle, dite d'intercorrélation, décrite dans (Gottesman *et al.*, 1989), elle peut être décrite de la manière qui suit. Soit O la scène observée contenant la source radioactive dont la localisation est à déterminer, M le motif du masque codé (un motif de type MURA dans notre cas), et B l'image projetée sur la matrice de détection. Il en vient l'équation (1-11) :

$$B = O * M \quad (1-11)$$

L'équation (1-11) ne représente que le cas idéal où le bruit est nul, pour tenir compte du bruit il faut y introduire le terme N , tel que décrit par l'équation (1-12) :

$$B = (O * M) + N \quad (1-12)$$

Notons $\hat{O}$ l'image reconstruite, le calcul de cette dernière fait appel à une matrice de décodage notée D , il en suit l'équation (1-13) :

$$\hat{O} = B * D = RO * (M * D) + N * D \quad (1-13)$$

avec R l'opérateur réflexion.

Dans le cas considéré, le produit de convolution du motif du masque par la matrice de décodage $M * D$ est une distribution de Dirac. L'équation (1-13) devient donc l'équation (1-14), dans laquelle l'image reconstruite est identique à la scène observée à laquelle s'ajoute un facteur de bruit :

$$\hat{O} = O + M * G \quad (1-14)$$

avec G , le facteur de bruit.

La matrice de décodage D est construite sur le motif du masque MURA, en supposant ce dernier comme un substrat sur lequel sont introduits des trous et des *septa*. La figure 1-24 illustre la matrice de décodage d'un masque MURA de rang 7, l'image brute obtenue lorsqu'une source radioactive est placée face au détecteur, et l'image décodée obtenue par l'algorithme de déconvolution décrit plus haut.

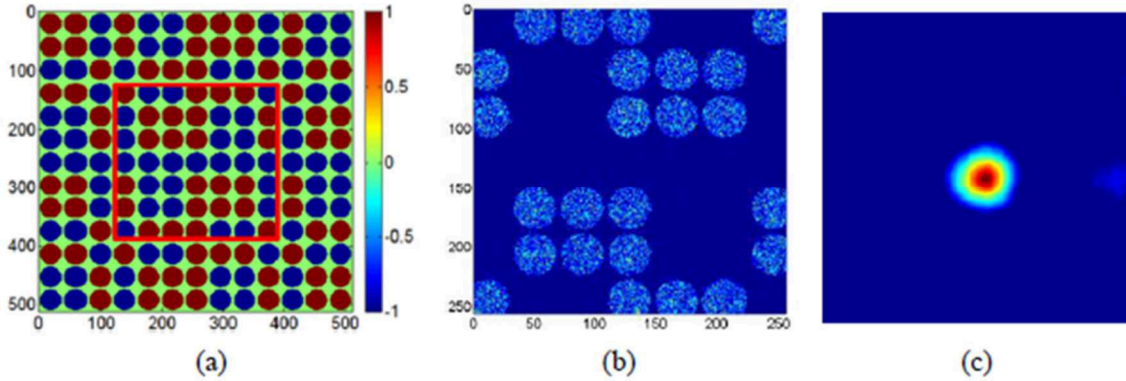


Figure 1-24 : Matrice de décodage associée au masque MURA de rang 7 (a), le motif encadré en rouge correspond au motif projeté sur la matrice de détection ; l'image brute obtenue lorsque la source radioactive est placée en face de la matrice de détection (b) ; et l'image décodée obtenue (c) (Lemaire, 2015).

3.1.5.2 Algorithme de fenêtrage en ToT et en taille de *clusters*

L'algorithme de déconvolution standard permet la localisation de sources radioactives, cependant il n'intègre pas d'informations en énergie dans l'étape de reconstruction. L'intégration de ces informations permet, en sélectionnant la plage en énergie, de séparer des radioéléments émettant des énergies différentes.

Une première information spectrométrique peut être obtenue à partir de la distribution en taille de *clusters* de pixels. Plus un photon dépose d'énergie dans le semi-conducteur, plus le photoélectron généré sera énergétique. Or, plus le photoélectron a d'énergie, plus grand sera son libre parcours moyen dans le semi-conducteur. Par conséquent il aura tendance à interagir dans un plus grand nombre de pixels. Il y a donc un lien entre l'énergie des photons incidents et la distribution en taille de *clusters* de pixels. La figure 1-25 présente la distribution en taille de *clusters* de pixels pour une source d' ^{241}Am et une source de ^{137}Cs .

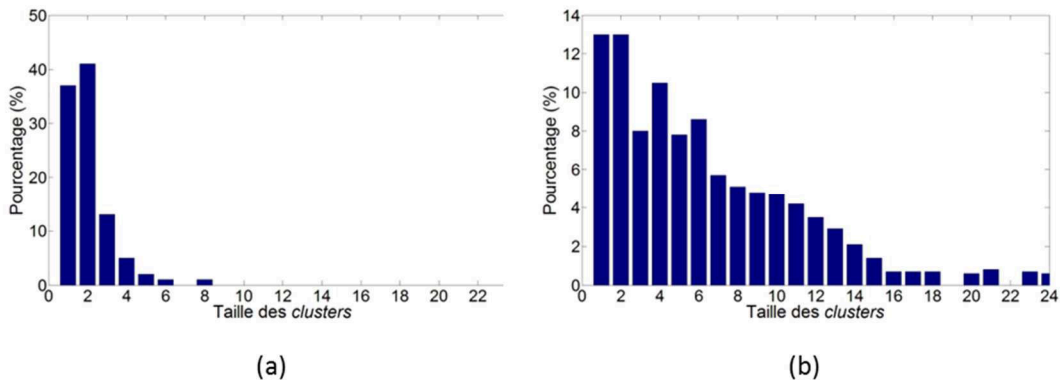


Figure 1-25 : Histogrammes des tailles de clusters associés (a) à ^{241}Am et (b) au ^{137}Cs (Lemaire, 2015).

Une seconde information spectrométrique est fournie par le mode ToT (paragraphe 1.4) de la puce de comptage Timepix. La figure 1-26 montre les spectres en valeurs de ToT mesurés avec la caméra gamma GAMPIX d'une source d' ^{241}Am (a) et de ^{137}Cs (b). La gamme de valeurs ToT correspondant au pic d'absorption totale de l' ^{241}Am à 59,5 keV est comprise entre 400 et 700, tandis que la gamme de valeurs ToT associée au pic d'absorption photoélectrique du ^{137}Cs à 661,7 keV est comprise entre 4000 et 5000.

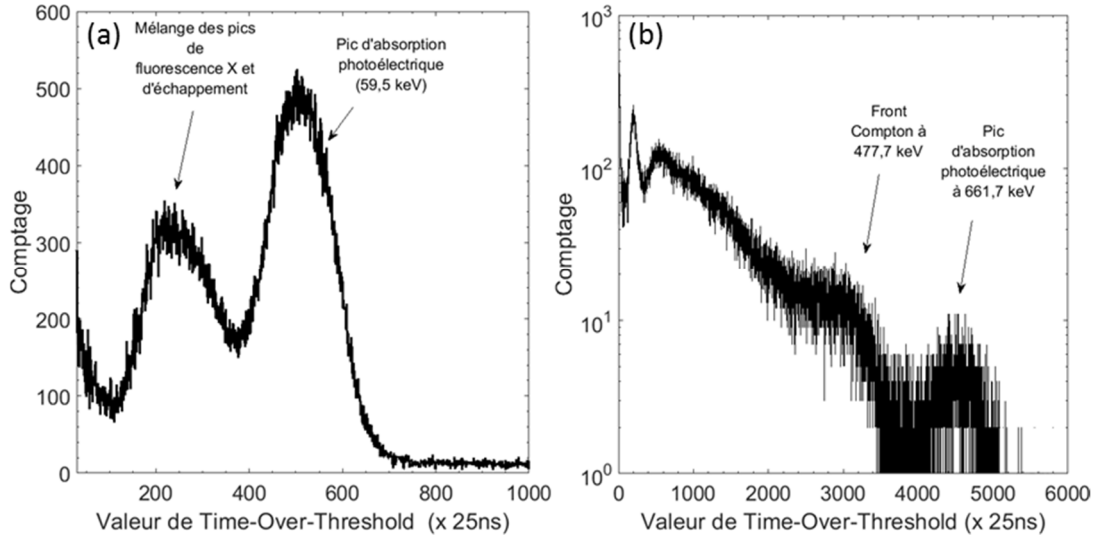


Figure 1-26 : Spectres en valeur ToT mesurés avec la caméra GAMPIX pour une source d' ^{241}Am de 74 MBq pendant 3000 secondes, et de ^{137}Cs de 33 MBq pendant 3600 secondes. Pour les deux mesures, la distance entre la source et GAMPIX est de 1 m. Les deux mesures ont été réalisées dans le cadre de cette thèse.

Les radionucléides que l'on cherche à localiser avec la caméra gamma GAMPIX ont des domaines d'énergies suffisamment distincts pour qu'un critère sur la taille moyenne des *clusters* de pixels et les valeurs ToT permettent la mise en place d'un algorithme de spectro-imagerie. Un algorithme de fenêtrage prenant en compte les valeurs ToT moyennes, ainsi que la distribution de la taille des clusters des différentes sources rencontrées dans l'industrie nucléaire (^{241}Am , ^{137}Cs , et ^{60}Co), a été développé et testé (Lemaire, 2015; Adeline, 2016). La figure 1-27 illustre l'utilisation du double fenêtrage dans le cas d'une source d' ^{241}Am (dans la partie gauche du champ de vue) et de ^{137}Cs (en face) présentes simultanément dans le champ de vue de la caméra gamma GAMPIX : sans fenêtrage (a) les deux sources apparaissent ; l'application d'un fenêtrage permet de faire ressortir alternativement les deux composantes énergétiques de l' ^{241}Am et du ^{137}Cs .

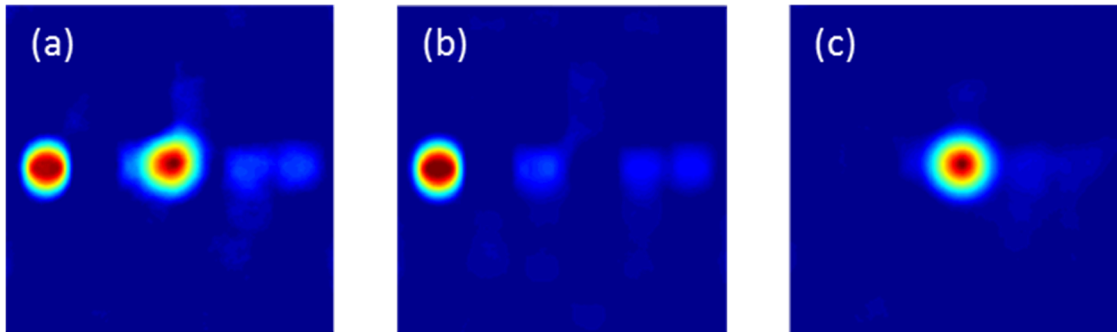


Figure 1-27 : Reconstruction spatiale sélective par double fenêtrage en valeurs de ToT et en taille de clusters des sources d' ^{241}Am et ^{137}Cs : (a) aucun fenêtrage appliqué, les deux sources apparaissent dans l'image ; (b) utilisation du double fenêtrage pour identifier la source d' ^{241}Am ; (c) utilisation du double fenêtrage pour identifier la source de ^{137}Cs (Adeline, 2016).

3.1.5.3 L'algorithme itératif MLEM

L'approche MLEM a été développée au laboratoire par H. Lemaire dans le cadre de ces travaux de thèse (Lemaire, 2015). C'est une méthode probabiliste qui repose sur les propriétés statistiques des données mesurées. De manière générale, la reconstruction par méthode MLEM consiste à rechercher un estimateur qui minimise l'erreur entre les projections calculées et les projections observées. L'algorithme MLEM minimise l'erreur en maximisant la fonction de vraisemblance, c'est-à-dire en maximisant la probabilité que la fonction de distribution d'activité estimée génère les projections mesurées. Le principe de l'algorithme MLEM est décrit plus en détail le paragraphe 1.2 du chapitre 3, consacré au développement d'un algorithme itératif pour l'imagerie Compton. Il a été choisi de développer l'approche MLEM pour les applications d'imagerie gamma avec GAMPIX pour plusieurs raisons citées ci-après.

Tout d'abord, la distribution statistique des comptages dans les pixels du détecteur est prise en compte. En effet, le comptage mesuré dépend des photons émis par la source radioactive et de la durée de mesure. Le nombre de photons émis par une source radioactive suit une loi de Poisson, c'est pourquoi le comptage mesuré dans le détecteur suit la même loi. D'autre part, l'algorithme MLEM intègre la nature poissonnienne des données mesurées, ce qui contraint une activité reconstruite positive (Lange *et al.*, 1984), assurant un sens physique aux résultats obtenus.

Les caractéristiques du détecteur sont prises en compte dans l'étape de reconstruction du point chaud. On peut citer par exemple les variations de sensibilité des différents pixels du détecteur en fonction de la position de la source causées par la projection du masque.

La modélisation de la réponse du système (*i.e.* la matrice système) permet une prise en compte des contributions des sources se trouvant dans le champ de vue totalement codé mais aussi dans le champ de vue partiellement codé (paragraphe 3.1.4).

Le développement de projecteurs multi-sources permet d'obtenir directement des images reconstruites associées à plusieurs radionucléides. La méthode de fenêtrage par énergie (paragraphe 3.1.5.2) permet de reconstruire les images pour différents radionucléides, cependant cet algorithme doit être appliqué successivement pour les différentes fenêtres en énergie.

3.1.6 Les performances de GAMPIX

Les performances de la caméra gamma GAMPIX peuvent être évaluées selon trois critères : la sensibilité, la résolution angulaire et la linéarité avec le débit de dose. La caméra gamma GAMPIX dispose d'un champ de vue entièrement codé de 30° ou 50°. Ses performances ont été validées pour une gamme d'énergie qui s'étend de 50 keV à 1,3 MeV.

Le tableau 1-5 donne les sensibilités de la caméra gamma GAMPIX pour les différentes configurations du masque codé (rang 7, rang 11, rang 13) pour trois sources radioactives (^{241}Am , ^{137}Cs , ^{60}Co) situées à 1 m de la caméra. Le débit d'équivalent de dose au niveau de la caméra est aussi indiqué. Les meilleurs résultats sont obtenus pour la source d' ^{241}Am émettrice de photons gamma de faible énergie (59,5 keV). A cette énergie, l'efficacité de détection du semi-conducteur (CdTe d'épaisseur 1 mm) est proche de 100%, et la modulation du flux de photons par le masque codé est quasi-parfaite. Les images brutes servant au décodage sont donc suffisamment contrastées, ce qui permet d'obtenir une sensibilité optimale à l' ^{241}Am . La sensibilité se dégrade quand l'énergie des photons augmentent (^{137}Cs et ^{60}Co) pour les mêmes raisons : quand l'énergie augmente, l'efficacité de détection du semi-conducteur diminue et la transparence septale du masque codé augmente.

Tableau 1-5 : Sensibilité de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra avec plusieurs configurations du masque codé (Lemaire, 2015).

Source radioactive	²⁴¹ Am	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co
Débit d'équivalent de dose [$\mu\text{Sv.h}^{-1}$]	0,25	2,50	3,84
Rang 7 épaisseur 8 mm	1 s	20 s	60 s
Rang 11 épaisseur 4 mm	3 s	60 s	10 min
Rang 13 épaisseur 2 mm	2 s	300 s	Non détectée

La résolution angulaire est calculée à partir du profil tracé au niveau du point chaud dans l'image décodée. Elle correspond à la largeur à mi-hauteur de la fonction gaussienne ajustée sur le pic apparaissant sur le profil. La figure 1-28 illustre la localisation d'un point chaud radioactif, ainsi que le profil horizontal au niveau du maximum du point chaud. Les valeurs de résolution angulaire obtenues avec la caméra gamma GAMPIX pour différentes configurations de masques codés et différents radionucléides sont présentées dans le tableau 1-6. Le tableau 1-6 illustre l'augmentation de la résolution angulaire avec le rang du masque codé comme expliqué dans le paragraphe 2.1.3. De plus, l'augmentation de l'énergie des photons incidents n'a pas d'impact significatif sur la résolution angulaire, renforçant l'idée de l'utilisation des masques codés plutôt que des sténopés. Il faut aussi rappeler que la résolution angulaire est fortement liée à la méthode de reconstruction. Entre autre, l'utilisation de l'algorithme MLEM (paragraphe 3.1.5.3) permet une nette amélioration de la résolution angulaire comme cela a été montré dans (Carrel *et al.*, 2012), cependant cet impact n'a pas encore été évalué quantitativement.

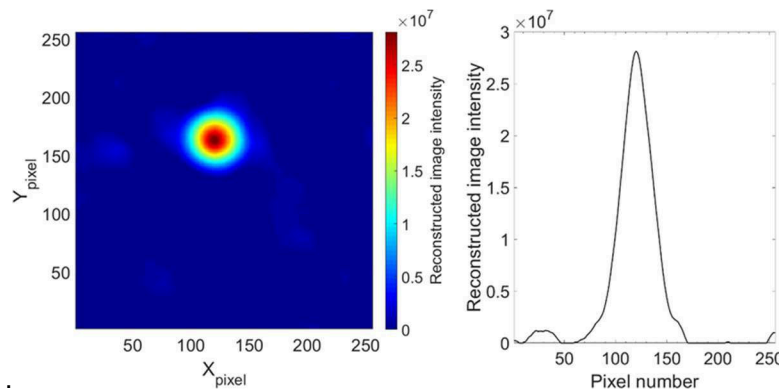


Figure 1-28 : A gauche, illustration de la localisation d'un point chaud dans l'image décodée ; à droite, le profil horizontal au niveau du maximum du point chaud.

Tableau 1-6 : Résolution angulaire de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra avec plusieurs configurations du masque codé pour un champ de vue de 30° (Lemaire, 2015).

Source radioactive	²⁴¹ Am	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co
Débit d'équivalent de dose [$\mu\text{Sv.h}^{-1}$]	0,25	2,50	3,84
Rang 7 épaisseur 8 mm	3,81°	3,68°	3,41°
Rang 11 épaisseur 4 mm	2,12°	2,06°	2,57°
Rang 13 épaisseur 2 mm	1,38°	1,35°	Non détectée

L'évaluation des performances de la caméra gamma GAMPIX en terme de débit de dose a été réalisée dans le cadre du projet européen METRODECOM (Suran *et al.*, 2018; *EMRP ENV54 METRODECOM*, 2019). Cette évaluation a été menée dans le cadre d'un stage de fin d'étude effectué en amont de ces travaux de recherche et poursuivie dans le cadre de ces derniers. Dans le cas de la caméra gamma GAMPIX, pour une mesure donnée, le *shadowgram* mesuré (paragraphe 2.1) correspond à l'énergie déposée (exprimée en valeur de ToT) dans chaque pixel éclairé du semi-conducteur. Cela implique que l'énergie déposée par le rayonnement incident est prise en compte lors de l'étape de décodage. L'objectif de ce projet était de vérifier la réponse de GAMPIX en matière

de débit de dose reconstruit. Afin d'évaluer la capacité de GAMPIX à estimer un débit de dose, des sources radioactives de ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs et ^{60}Co ponctuelles et étendues ont été fabriquées par le LNHB¹⁷.

Ces sources radioactives ont la particularité d'avoir été qualifiées métrologiquement, et possèdent une activité dont l'erreur relative est comprise entre 0,5 % et 3,7 %. Il a été démontré que la caméra gamma GAMPIX peut localiser et quantifier le débit de dose de sources radioactives uniques et multiples. La dose estimée et les incertitudes associées ont été précisément qualifiées sur un ensemble de sources radioactives qui comprend des sources ponctuelles, des sources étendues et couvre la gamme en énergie des radionucléides principalement rencontrés dans l'industrie nucléaire (de 59 keV à 1,3 MeV). Les résultats de cette étude prouvent la capacité de GAMPIX à être utilisée de manière quantitative pour les processus de démantèlement, qui contiennent des points chauds ponctuels hautement radioactifs (points d'activation, matières nucléaires) mais aussi des émetteurs radioactifs étendus (contamination, réservoirs...). La figure 1-29 présente un résultat clef obtenu dans cette étude : l'évolution de l'incertitude relative sur l'intensité du point chaud (qui est proportionnel au débit de dose) pour trois radionucléides (^{57}Co , ^{137}Cs et ^{60}Co) avec GAMPIX.

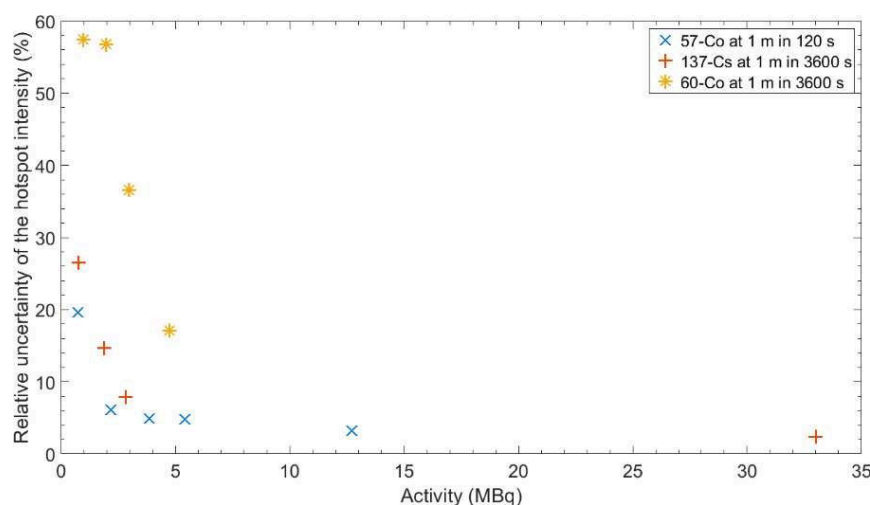


Figure 1-29 : Incertitude de l'intensité du point chaud relative au maximum du point chaud pour différentes sources radioactives à une distance de 1 m de GAMPIX pour une durée de mesure de : 120 s pour ^{57}Co , 3600 s pour ^{137}Cs et ^{60}Co (Amoyal et al., 2019).

3.2 La caméra gamma iPIX

En 2011 la technologie GAMPIX (présentée dans le paragraphe 3.1) a été transférée et licenciée à AREVA CANBERRA (aujourd'hui Mirion Technologies), qui l'a ensuite industrialisée sous le nom d'iPIX.

L'imageur gamma iPIX intègre une puce de comptage pixellisée Timepix, hybridée à un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 1 mm, un masque codé en dénal, et une caméra optique pour l'acquisition des images visibles, comme illustré figure 1-30. Les dimensions du système sont de $9 \times 9 \times 18,85 \text{ cm}^3$ et sa masse est de 2,5 kg. La communication entre iPIX et son ordinateur d'acquisition est assurée par un câble Ethernet pouvant aller jusqu'à 80 m de long. Une interface homme-machine permet l'acquisition et l'analyse des données. Une description complète du système et des performances d'iPIX est proposée dans (Amgarou et al., 2016).

L'imageur iPIX dispose de trois masques codés MURA, dont l'utilisation dépend de l'énergie de la source à localiser : un masque codé rang 7 d'épaisseur 4 mm, un masque codé rang 7 d'épaisseur

¹⁷ Le LNHB est le laboratoire national de métrologie dans le domaine des rayonnements ionisants. Les activités du LNHB englobent les mesures de radioactivité, de débit d'émission de sources neutroniques, ainsi que la dosimétrie des photons et particules chargées (la dose absorbée, le kerma dans l'air et les équivalents de dose).

8 mm et un masque codé de rang 13 et d'épaisseur 2 mm. Comme décrit dans le paragraphe 2.1.3.1 l'utilisation des masques codés redondants (dont les masques MURA) permet la mise en place de la procédure masque/anti-masque. Cette procédure permet une suppression du bruit de fond et donc une diminution du blindage nécessaire.



Figure 1-30 : La caméra gamma iPIX (à gauche) et une vue de coupe (à droite, échelles non respectée) illustrant ses principaux composants et dimensions. iPIX dispose de trois masques codés différents, reconnaissables par leur couleur facilitant leur identification pendant les mesures (Amgarou et al., 2016).

3.3 Une version miniaturisée de GAMPIX : Nanopix

La caméra gamma Nanopix résulte d'une collaboration débutée en 2015 entre le CEA List, Orano, la société XIE (*X-ray Imaging Europe*) de Fribourg en Brigsau en Allemagne, et l'IEAP CTU de Prague. L'objectif de cette collaboration était de miniaturiser les briques technologiques de la caméra gamma GAMPIX. La miniaturisation de GAMPIX présente un intérêt pour Orano. Elle permettrait notamment de cartographier des cellules blindées particulièrement contaminées dont l'accès se fait par des trous d'endoscopes de 8 cm de diamètre.

Un effort particulier a été apporté à la miniaturisation de tous les éléments composant GAMPIX. La miniaturisation a été réalisée en gardant le même volume de semi-conducteur et les mêmes propriétés liées au masque codé. Ces efforts ont permis de réduire l'encombrement et la masse de GAMPIX : les dimensions de Nanopix sont de $8 \times 5,1 \times 4,3 \text{ cm}^3$, et sa masse est de 268 g. Ces caractéristiques font de Nanopix la caméra gamma à masque codé la plus compacte et la plus légère du monde. La figure 1-31 montre la tête de détection miniaturisée de Nanopix, et la caméra entièrement assemblée avec le masque codé et la caméra visible.

Les performances de Nanopix ont été testées, et validées sur le site de la Hague sur des parties d'installation en cours d'assainissement. La figure 1-32 montre des images obtenues avec la caméra Nanopix sur ce site. La partie détectrice et le masque codé de Nanopix ayant les mêmes caractéristiques que celles de la caméra GAMPIX. Les performances en matière de résolution angulaire et de sensibilité des deux imageurs sont identiques.

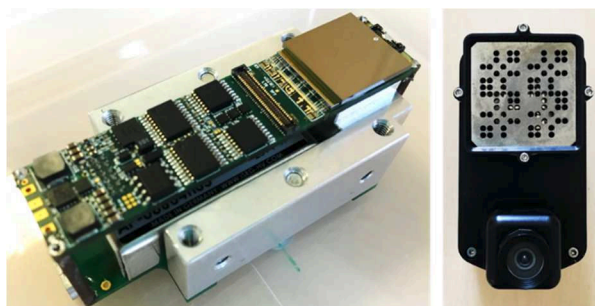


Figure 1-31 : La caméra gamma Nanopix : à gauche, la tête de détection en dehors de son boîtier avec le semi-conducteur hybridé à la puce de comptage et l'électronique associée ; à droite Nanopix entièrement assemblée avec le masque codé et la caméra visible.



Figure 1-32 : Images gamma et visibles superposées obtenues avec Nanopix sur le site de la Hague.

3.4 La caméra gamma ASTROCAM 7000HS

La caméra gamma ASTROCAM 7000HS a été commercialisée en mars 2013 par la société *Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.* (MHI) (Matsuura *et al.*, 2014; Takeda *et al.*, 2014), suite à l'accident à la centrale nucléaire de Fukushima Daiichi. La caméra gamma ASTROCAM 7000HS a été développée pour répondre aux besoins de déclasser des zones contaminées suite à l'accident. Elle est basée sur des technologies utilisées pour le satellite ASTRO-H développées par les scientifiques de l'ISAS (*Institute of Space and Astronautical Science*) et du JAXA (*Japan Aerospace Exploration Agency*) (Takahashi *et al.*, 2010). C'est une caméra Compton utilisant des semi-conducteurs Si et CdTe.

Le corps de la caméra mesure 44,5 cm de profondeur, 34,0 cm de largeur, et 23,5 cm de hauteur et sa masse est de 13 kg. Le corps de la caméra posé sur son trépied est illustré sur la partie gauche de la figure 1-33. La partie détectrice se compose de 12 couches de 5 cm de côté, 8 couches de semi-conducteur Si d'épaisseur 0,6 mm jouant le rôle de diffuseur, et 4 couches de semi-conducteur CdTe d'épaisseur 0,75 mm jouant le rôle d'absorbeur. Une des particularités d'ASTROCAM 7000HS est la modularité de son système de détection. Ce dernier peut être modifié en fonction de la sensibilité souhaitée. La sensibilité de la caméra gamma peut ainsi être augmentée d'un facteur 16 en augmentant le nombre de couches de détection : jusqu'à trente-deux couches de silicium et huit couches de CdTe, auxquelles s'ajoutent des doubles couches de CdTe autour de l'empilement de Si, comme illustré sur la partie droite de la figure 1-33. Le corps de la caméra contient aussi la caméra visible, et le système de refroidissement des semi-conducteurs qui doivent être maintenus à une température de 5 °C (Watanabe *et al.*, 2014).

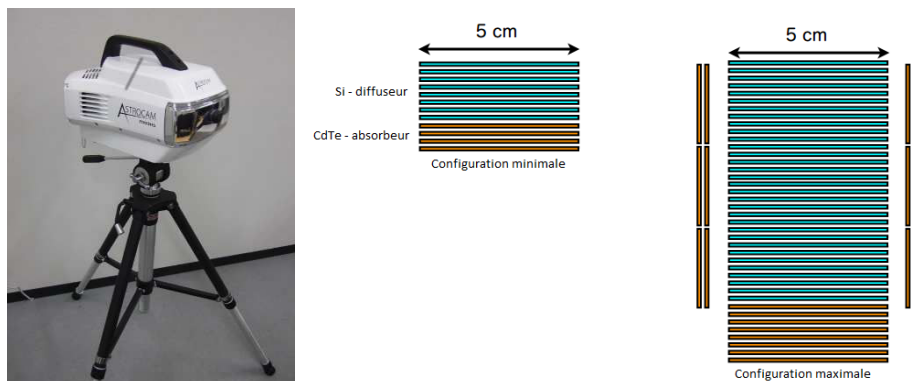


Figure 1-33 : A gauche, le corps de la caméra gamma ASTROCAM 7000HS (Takeda *et al.*, 2014). Au centre, la disposition des différentes couches de détection dans la configuration minimale ; et à droite, la configuration maximale pour la caméra gamma ASTROCAM 7000HS. La configuration maximale est seize fois plus sensible que la configuration minimale.

La gamme d'énergie de la caméra s'étend de 100 keV à quelques MeV. Le champ de vue est de 180°, comme le montre la figure 1-34. Le pouvoir de résolution¹⁸ en énergie à 662 keV est de 2,2 %, et la résolution angulaire de 5,4°. La caméra possède une base de 12 radionucléides différents, offrant ainsi un spectro-imageur capable d'identifier et de discriminer les différentes espèces présentes dans l'image reconstruite, tel qu'illustré par la figure 1-34. Les performances de la caméra gamma ASTROCAM 7000HS à localiser des points chauds radioactifs en mesures *in-situ* ont été démontrées sur le site de Fukushima Daiichi. Sur la figure 1-35, les images obtenues avec ASTROCAM 7000HS avant et après décontamination de la zone sont exposées.

La caméra gamma ASTROCAM 7000HS possède de très bonnes performances en matière de résolution en énergie et de résolution spatiale. Cependant, deux aspects sont pénalisants quant au développement d'un système industriel compact. Le premier aspect concerne le volume significatif d'éléments semi-conducteurs, qui dans la configuration de base est de 19,5 cm³, et peut s'étendre jusqu'à 63 cm³ dans sa version la plus sensible. Ce volume important de semi-conducteur est incompatible avec un système compact. D'autre part, le système nécessite de maintenir la température du volume de détection à 5 °C qui peut compromettre les mesures *in-situ* en cas de fortes températures extérieures.

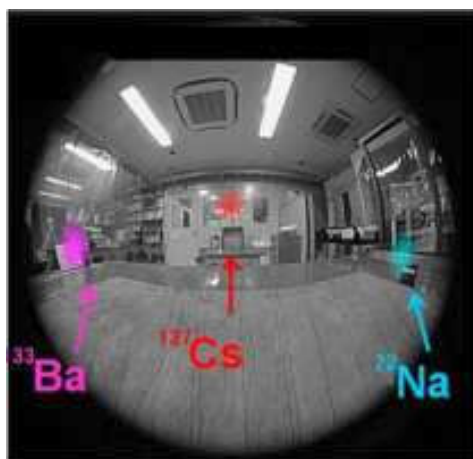


Figure 1-34 : La caméra gamma ASTROCAM 7000HS fonctionnant en mode spectro-imageur (Matsuura et al., 2014).



Figure 1-35 : Localisation de points chauds radioactifs sur le site de la centrale de Fukushima avec la caméra gamma ASTROCAM 7000HS : à gauche, avant décontamination ; à droite, après décontamination (Takeda et al., 2014).

¹⁸Le pouvoir de résolution (en %) est défini pour un pic à une énergie donnée. Il correspond au rapport de la largeur à mi-hauteur du pic considéré à sa valeur moyenne.

3.5 La caméra gamma Polaris-H

Le spectro-imageur gamma Polaris-H (Wahl, W. R. Kaye, *et al.*, 2014) est commercialisé par l'entreprise H3D, Inc. (H3D, Inc., 2019) et est issu des travaux réalisés par l'Université du Michigan. Polaris-H a été principalement développée pour réaliser des mesures de spectrométrie gamma et d'imagerie dans les centrales nucléaires. La société H3D propose différents modèles de spectro-imageurs. Il a été choisi de présenter ici le modèle standard.

La caméra gamma Polaris-H est un système compact et peu encombrant : ses dimensions externes sont de 24 cm× 9 cm× 18 cm et sa masse est de 4 kg. Elle intègre un volume de détection pixellisé en CZT de 6 cm³ sensible à la position en trois dimensions. Il est associé à une électronique de lecture dédiée, un ordinateur embarqué, une caméra visible, et une batterie dont l'autonomie est de cinq heures. Le pilotage de la caméra, ainsi que la visualisation des résultats sont effectués au moyen d'une tablette. La caméra gamma Polaris-H est illustrée figure 1-36.



Figure 1-36 : La caméra gamma Polaris-H sans exosquelette (à gauche) et avec (à droite) (H3D, Inc., 2019).

Les performances de Polaris-H sont décrites dans (*Polaris-H Measurements and performance*, 2015). La gamme d'énergie couverte par la caméra gamma Polaris-H en imagerie s'étend de 250 keV à 3 MeV et de 50 keV à 3 MeV en spectrométrie. Le champ de vue optique horizontal de la caméra gamma est de 160° et le vertical de 120°, quant au champ de vue gamma il est de 360°. La résolution angulaire sur 360° est de 30° en temps réel et 20° après traitement. Le pouvoir de résolution en énergie à 662 keV est inférieur à 1,1 %. Comme le montre la figure 1-37, la caméra gamma Polaris-H est capable de localiser et d'identifier des radioéléments d'énergies différentes.

Une étude a été menée en 2014 montrant la possibilité de réaliser de l'imagerie à masque codé avec Polaris-H, en associant un masque codé aléatoire composé de 32×32 éléments (Joshi, 2014). Une configuration a été développée et permet de réaliser de l'imagerie multimodale avec Polaris-H. L'association des informations masque codé et Compton est réalisée par la somme des deux images normalisées.

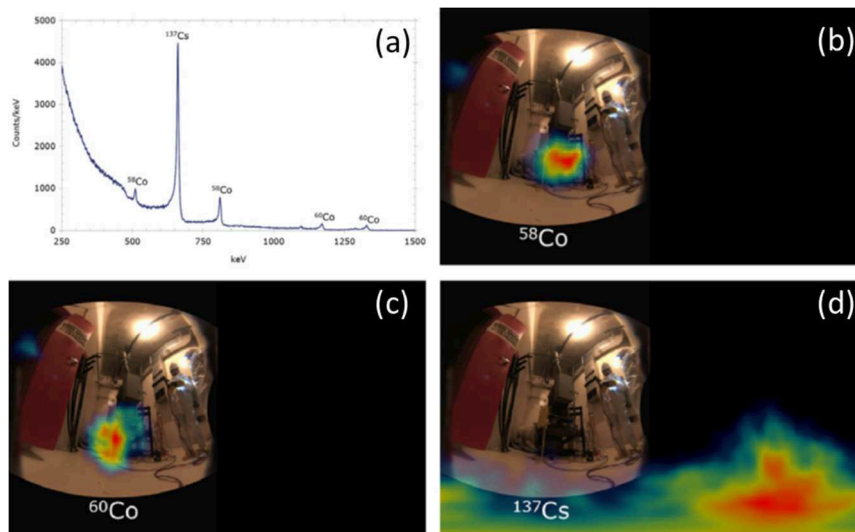


Figure 1-37 : Mesure sur site nucléaire américain : (a) le spectre en énergie mesuré ; (b) l'image décodée du ⁵⁸Co ; (c) l'image décodée du ⁶⁰Co ; (d) l'image décodée du ¹³⁷Cs (Wahl, W. R. Kaye, *et al.*, 2014).

Le spectro-imageur Polaris-H possède d'excellentes performances spectrométriques grâce à son volume de semi-conducteur en CZT et son électronique de traitement dédié. Il est capable de localiser par imagerie Compton les différents radionucléides rencontrés dans l'industrie nucléaire aussi bien en temps réel qu'en *post*-traitement. Il a été montré que Polaris-H est capable de réaliser de l'imagerie à masque codé, et que l'association de l'imagerie Compton et de l'imagerie à masque codé au sein d'un même imageur avec un seul volume de détection est réalisable.

3.6 La caméra gamma NuVISION

Le spectro-imageur gamma NuVISION est développé en collaboration entre le CEA Leti à Grenoble, et le groupe NUVIA (filiale du groupe VINCI Construction). Les informations concernant les performances et les éléments composants NuVISION sont décrites dans (Montemont *et al.*, 2018; *NuVISION, a Portable spectrometric gamma imaging system*, 2019). Une photographie du système est proposée figure 1-38.



Figure 1-38 : Photographie du système de spectro-imagerie NuVISION (NuVISION, 2019) .

La caméra gamma est basée sur un détecteur semi-conducteur CZT et permet de réaliser de l'imagerie Compton et à masque codé. La masse du système est de 3 kg, et les dimensions du système sont de 10×10×24 cm³. La gamme d'énergie de la caméra s'étend de 20 keV à 1,4 MeV. En terme de sensibilité, une source de ¹³⁷Cs avec un débit de dose de 50 nSv/h est détectée en 1 minute. Le tableau 1-7 récapitule les différentes spécifications du spectro-imageur NuVISION.

Tableau 1-7 : Spécifications du spectro-imageur NuVISION (NuVISION, 2019)

Specifications	
Size	10x10x24
Weight	3 kg
Detection Vol.	96 cm ³ (56 grams)
Angular Resol.	3.5° Coded Apert. 15° Compton
Field of view	45° Coded Apert. 360° Compton
Battery operation	Yes (15W/6.5W)
Energy Range	20-1400 keV
Doser Range	1nSv/h-100mSv/h
Sensitivity ¹³⁷ Cs	50nSv/h < 60s
Sensitivity ⁵⁷ Co	50nSv/h < 1s
Energy Res.	2.5% at 122 keV 1.5% at 662 keV

Le détecteur est un semi-conducteur en CZT pixellisé de surface 40×40 mm² et d'épaisseur 6 mm, soit un volume de détection de 9,6 cm³. Le volume de détection est composé de 16×16 pixels de 2,5 mm de côté. L'électronique de lecture est une combinaison du module IDeFX-HD (Gevin *et al.*, 2012) et d'une architecture permettant la localisation des interactions en trois dimensions (Montémont *et al.*,

2014). Les performances spectrométriques de la partie détectrice permettent un pouvoir de résolution en énergie de 2,1 % à 122 keV et de 1,5 % à 662 keV, tels qu'illustrés sur la figure 1-39.

Une base de données de radionucléides est disponible permettant l'identification des espèces présentes dans le champ de vue, ainsi qu'une localisation par radioéléments. Le champ de vue en imagerie Compton est de 360°, et de 45° en imagerie masque codé. La résolution angulaire à 662 keV en imagerie à masque codé est de 3,5° et de 15° en imagerie Compton. La figure 1-40 illustre la localisation de deux sources de ^{137}Cs avec la caméra NuVISION et ses deux modes d'imagerie (Montemont *et al.*, 2018).

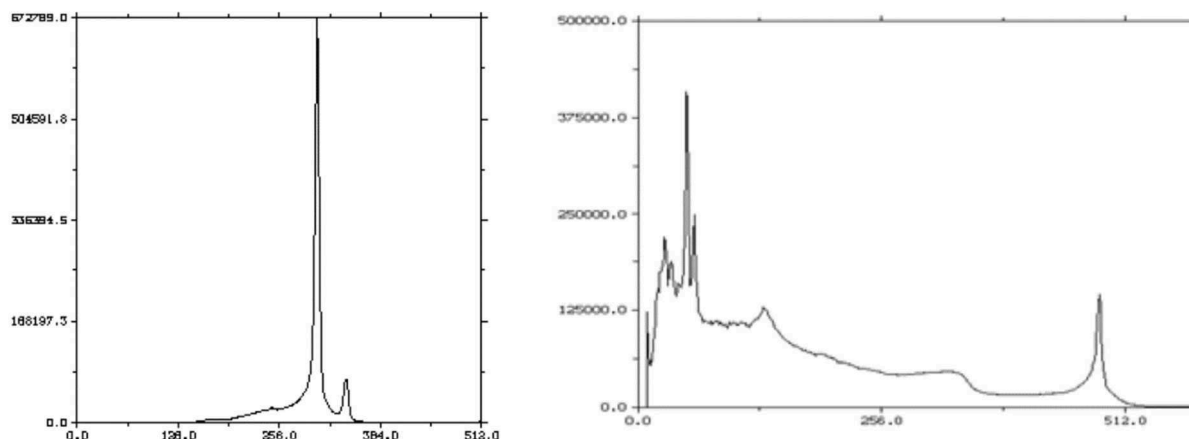


Figure 1-39 : Spectres en énergie mesuré avec un module CZT de NuVISION : à gauche un spectre de ^{57}Co (échelle est de 0,2 keV/ch) ; à droite un spectre de ^{137}Cs (échelle est de 1,37 keV/ch) (Montemont *et al.*, 2018).

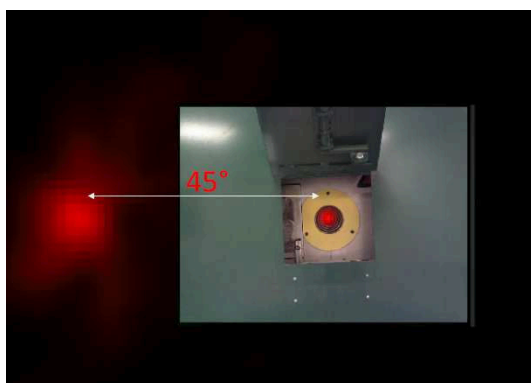


Figure 1-40 : Localisation par imagerie à masque codé et Compton de deux sources de ^{137}Cs . Une source dont le débit de dose est de 10 $\mu\text{Sv/h}$ placée au centre du champ de vue du masque codé, et une source dont le débit de dose est de 18 $\mu\text{Sv/h}$ placée à 45° à gauche (Montemont *et al.*, 2018). Temps de mesure non précisé.

3.7 Comparatif des imageurs existants

Le tableau 1-8 est un comparatif des caractéristiques principales de quatre imageurs gamma actuellement commercialisés : iPIX, un imageur utilisant les masques codés ; ASTROCAM 7000HS un imageur Compton ; et deux imageurs hybrides : Polaris-H et NuVISION.

Tableau 1-8 : Comparatif des caractéristiques des imageurs gamma actuellement commercialisés : l'imageur à masque codé iPIX, l'imageur Compton ASTROCAM 7000HS ; et deux imageurs hybrides : Polaris-H et NuVISION.

Imageur	Mode imagerie	Dimensions de l'imageur [cm ³]	Masse [kg]	Matériau semi-conducteur	Volume semi-conducteur [cm ³]	Champ de vue		Résolution angulaire		Gamme d'énergie
						Masque codé	Compton	Masque codé	Compton	
iPIX	Masque codé	9×9×18	2,35	CdTe	0,2	50°	-	2,8° à 6,2°	-	10 keV à 1,5 MeV
ASTROCAM 7000HS	Compton	44,5×34×23,5	13	Si et CdTe	19,5 à 63	-	360°	-	5,4°	10 keV à quelques MeV
Polaris-H	Hybride	24×9×18	4	CZT	6	86°	360°	5°	20°	250 keV à 3 MeV
NuVISION	Hybride	10×10×24	3	CZT	9,6	45°	360°	3,5°	15°	20 keV à 1400 keV

4. La puce de comptage Timepix3

La puce de comptage Timepix3 a été développée par le CERN, dans le cadre de la collaboration internationale Medipix3 (*Medipix3 Collaboration*, 2019). Timepix3 est la génération succédant à la puce de comptage Timepix. La principale caractéristique de cette nouvelle puce, par rapport à Timepix, est la possibilité de dater les événements avec une résolution temporelle intrinsèque de 1,56 ns, et de mesurer simultanément les dépôts d'énergie survenant au sein du détecteur. On rappelle que la puce de précédente génération Timepix permet de réaliser des mesures d'énergie, ou de dater les événements, mais ne permet pas de réaliser les deux types de mesures simultanément. La résolution temporelle offerte par la puce Timepix3 permet d'envisager un imageur Compton basé sur cette technologie.

D'autre part, les développements effectués pour la caméra GAMPIX autour des masques codés sont directement applicables à la technologie Timepix3, puisque les deux technologies ont les mêmes dimensions et la surface de détection est identique.

4.1 Description générale de la puce

Les informations suivantes sont issues du manuel d'utilisation de Timepix3 (Poikela *et al.*, 2014). Le tableau 1-9 récapitule les caractéristiques principales de la puce Timepix3.

Tableau 1-9: Caractéristiques principales de la puce de comptage Timepix3

Technologie	CMOS 130 nm, 8 couches
Nombre de pixels	256×256
Taille des pixels	55×55 μm^2
Modes d'acquisition	ToT et ToA Seulement ToA Comptage des événements et ToT
Temps mort par pixel	Temps au-dessus du seuil + 475 ns
Résolution temporelle	25 ns (40 MHz)
Bande passante	Jusqu'à 5,12 Gbps (8×640 Mbps)

Une logique de suppression des zéros a été implémentée sur la puce : seuls les pixels pour lesquels un événement est détecté voient leurs informations transmises. Cette logique permet de réduire le temps mort de la puce de comptage en diminuant le taux d'occupation de la puce. La puce fournit un flux de données codées sur 8bits/10bits contenant les informations sur l'horloge et les données de mesure. La boucle à verrouillage de phase (*PLL, phase-locked loop*) permet de traiter des données dont la fréquence est comprise entre 40 MHz et 320 MHz en *double data rate* (DDR, les informations sont transmises sur le front montant et descendant de l'horloge).

L'architecture électronique dans la puce Timepix est dite « *frame-based* », c'est-à-dire qu'une *frame* contenant les informations de chaque pixel est envoyée. Dans la puce Timepix3, il a été choisi de changer la transmission des données, ces dernières sont transmises par « paquets » (aussi appelée *Data-driven*). La figure 1-41 illustre l'intérêt de changer de mode de transmission des données de « *frame-based* » à « *Data-driven* »¹⁹. Le temps de lecture de la matrice de pixel peut être calculé avec l'équation (1-15).

$$T_{\text{lecture}} = N_{\text{pixels}} * \text{bits}_{\text{pixel}} / BW \quad (1-15)$$

avec N_{pixels} le nombre de pixels allumés, $\text{bits}_{\text{pixels}}$ la taille des données transmises en bits (44 bits en mode *data-driven* et 28 bits en mode *frame-based*), et BW la bande passante.

¹⁹ En mode « *Data-driven* », pour chaque interaction se produisant dans un pixel, sont enregistrés la position d'interaction, l'énergie déposée, et le moment d'interaction sous le format suivant : [Position Energie Datation].

Un autre intérêt de changer d'architecture est l'amélioration du rapport cyclique, la puce Timepix3 peut fonctionner avec un rapport cyclique de 100 % si le taux de particules incidentes n'excède pas 40 Mcps/cm²/s.

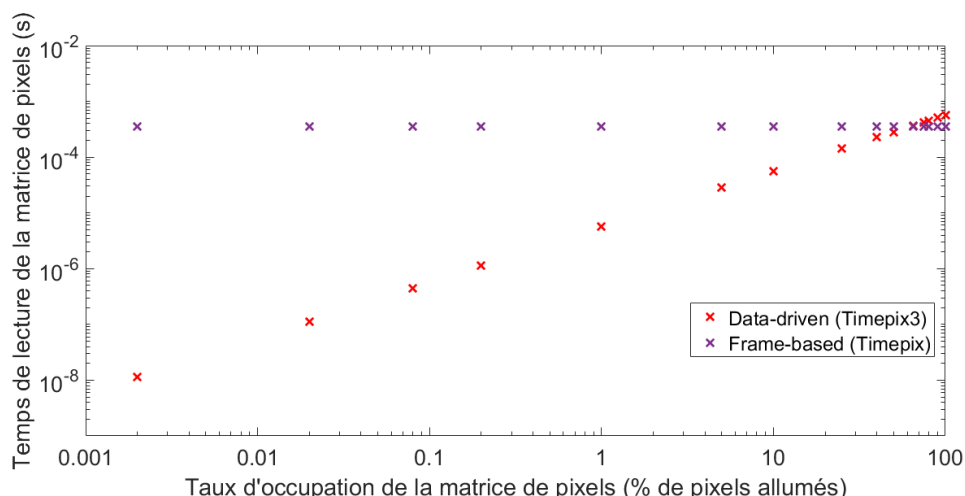


Figure 1-41 : Comparaison du temps de lecture de la matrice de pixels en fonction du mode frame-based et data-driven.

La figure 1-42 illustre le format des données pour un pixel en fonction du mode d'acquisition :

- L'information contenue dans l'en-tête (*header*) permet de différencier les paquets de données des paquets de contrôle.
- L'information sur l'adresse permet d'identifier la position du pixel dans la matrice.
- Les 14 bits qui suivent contiennent un information « grossière » sur le temps d'arrivée (ToA, *Time of Arrival*) ou sur l'intégrale de l'énergie déposée (iToT, *integral Time over Threshold*). La résolution sur la valeur de ToA est de 25 ns.
- Les 10 bits suivants contiennent soit l'information sur l'énergie déposée (ToT, *Time over Threshold*) en mode ToA/ToT, soit agit comme un compteur. Le compteur, dans le cas d'un photon par exemple, correspond au nombre de photons comptés par le pixel.
- Les 4 derniers bits en mode ToA et ToT/ToA correspondent à une mesure de temps plus précise (*fine time*), décrite comme le *fToA* dans le fichier de sortie. La résolution sur cette valeur est de 1,56 ns.

Chaque paquet de données contient l'adresse du pixel considéré, il n'est donc pas nécessaire de décoder toute la matrice pour obtenir les informations de chaque pixel, contrairement à la puce de précédente génération Timepix.

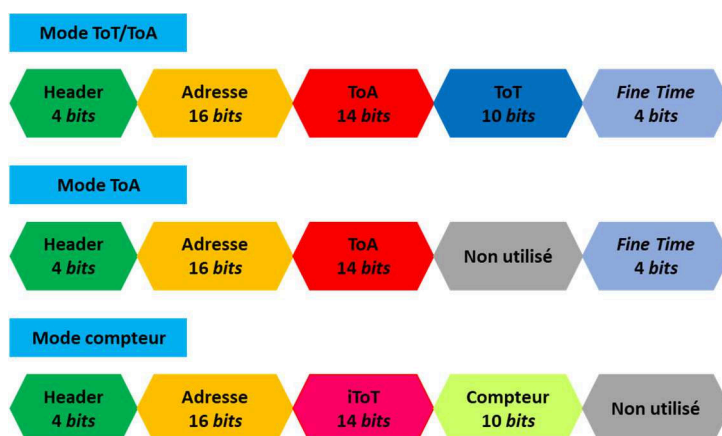


Figure 1-42 : Paquets de données dans les trois modes d'acquisition de la puce Timepix3.

La logique derrière chaque pixel et super pixel associé est illustrée par la figure 1-43. La partie analogique contient un préamplificateur de charges avec un circuit de compensation de courant de fuite, un convertisseur numérique-analogique 4-bits (pour le réglage du seuil) ainsi qu'un discriminateur. La partie numérique se compose d'une logique de synchronisation afin de synchroniser les évènements sur les pixels allumés, ainsi qu'une horloge permettant de réduire la consommation électrique des pixels non-allumés.

La logique « Super pixel » (SP) est partagée par 8 pixels tout en étant accessible par chacun des pixels. Lorsqu'un des pixels transmet une information à la logique SP, ces données sont stockées dans un *buffer*. Ce *buffer* peut stocker simultanément deux évènements, ce qui permet de réduire le temps mort de la partie numérique du pixel à 475 ns (300 μ s sur Timepix). Cependant, ce temps mort augmente quand le flux de particules est proche de 40 Mcps/cm²/s et que le flux de données est proche de la limite de bande passante.

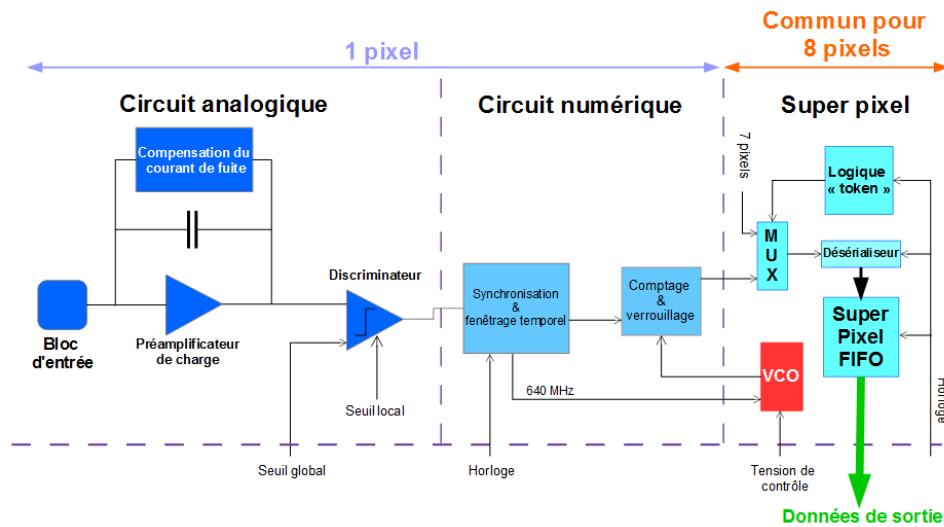


Figure 1-43 : Schéma logique d'un pixel et d'un super-pixel partagé par huit pixels (Poikela et al., 2014).

En mode ToT/ToA, le principe de fonctionnement de l'interface derrière chaque pixel programmé est décrit par la figure 1-42. Lorsqu'une particule incidente interagit dans un pixel, une impulsion va être générée en sortie du préamplificateur de charges. Si le signal en sortie du préamplificateur de charges dépasse la valeur du seuil programmable, le discriminateur s'ouvre et l'horloge à 640 MHz (équivalence temporelle 1,6 ns) démarre, fournissant une information plus précise sur le moment d'interaction, décrite comme le *fToA* ou *fine time*. Cette horloge plus précise s'arrête sur le front montant de la seconde horloge à 40 MHz. En même temps, la mesure de durée au-dessus du seuil (mesure ToT) débute, et la valeur « grossière » du temps d'arrivée (ToA) est verrouillée dans un registre local.

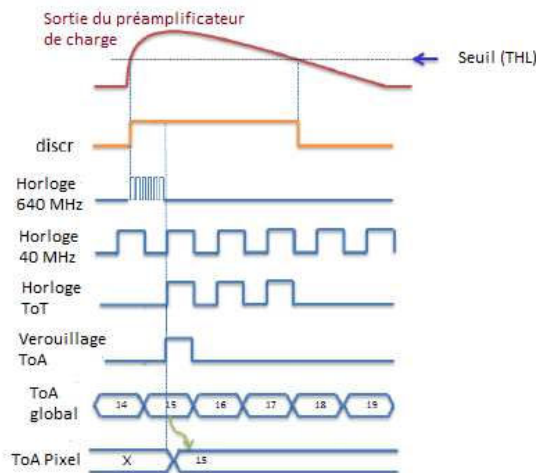


Figure 1-44 : Principe de fonctionnement des pixels de Timepix3 (Poikela et al., 2014).

4.2 Description physique de la puce Timepix3

La puce Timepix3 se compose de trois blocs distincts : la surface active, les périphériques et les extensions pour les blocs d'entrée/sortie (*IO pad extenders*). La figure 1-45 illustre la disposition des différents blocs de la puce Timepix3 (Llopart *et al.*, 2014).

La surface active de la puce se compose de 256×256 pixels carrés dont les dimensions sont $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Les colonnes de pixels sont arrangées en doubles colonnes partageant la partie numérique des pixels. Le bloc principal est une structure de 4×2 pixels dénommé « Super Pixel », 64 « Supers Pixels » forment une double colonne et 128 doubles colonnes forment l'intégralité de la surface active. La partie contenant les pixels mesure $14080 \times 14080 \mu\text{m}^2$ ($1,98 \text{ cm}^2$).

La zone « Périphériques » est placée en-dessous de la surface active et se compose des différents blocs analogiques (Paramètres DAC, Technologie E-Fuses) et numériques (*PLL*, Contrôleur de Bus et de données etc.). La surface pour les périphériques est de $14080 \times 1260 \mu\text{m}^2$.

La dernière partie se compose de 179 blocs d'entrée/sortie assurant la communication. Le mode de transmission des données d'entrée et de sortie s'effectue dans la partie inférieure des périphériques par le biais de récepteur SLVS (*Scalable Low Voltage Signaling*).

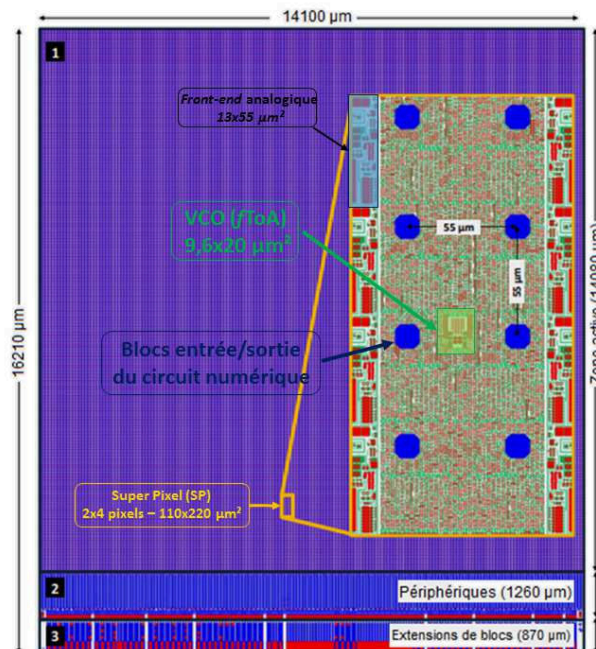


Figure 1-45 : Description physique de la puce Timepix3, 1) Zone active, 2) Périphériques, 3) Extensions de blocs (Llopart *et al.*, 2014).

4.2.1 Le substrat semi-conducteur

La partie du détecteur dans laquelle la particule incidente va déposer son énergie est le substrat semi-conducteur (paragraphe 1.3). La surface des substrats semi-conducteurs sur la puce Timepix3 est de $1,4 \times 1,4 \text{ cm}^2$, l'épaisseur quant à elle varie de plusieurs centaines de micromètres à quelques millimètres.

Le choix des matériaux semi-conducteurs hybridés aux puces de comptages Timepix3 pour ces travaux de recherche ont été influencés par deux facteurs. Le premier concerne l'un des objectifs de ces travaux de recherche qui consiste dans la mise au point d'un imageur Compton reposant sur la puce de comptage Timepix3. Habituellement, les imageurs Compton se composent d'un élément diffuseur et d'un élément absorbeur. L'élément diffuseur est un matériau de numéro atomique Z faible

favorisant la diffusion Compton, et l'absorbeur doit être tel qu'il favorise l'absorption photoélectrique (paragraphe 1.2). Pour le diffuseur, le choix s'est porté sur le silicium; pour l'absorbeur, il s'est porté sur le tellure de cadmium. La possibilité d'approvisionnement a aussi eu un impact sur le choix, puisque seules les puces Timepix3 hybridées à du silicium ou du tellure de cadmium sont disponibles à l'heure actuelle. C'est pourquoi les détecteurs utilisés pour ces travaux de recherche sont :

- Une puce de comptage Timepix3 hybridée à un semi-conducteur en silicium (Si) d'épaisseur 300 μm *P-on-N*,
- Une puce de comptage Timepix3 hybridée à un semi-conducteur en tellure de cadmium (CdTe) d'épaisseur 1 mm.

Dans le cas d'un semi-conducteur de type *P-on-N*, les pixels correspondent à des implants de type p^+ sur un substrat de type n , et une électrode continue de type n^+ est déposée sur l'autre face du semi-conducteur. Ainsi le volume de substrat possède, sur la face en contact avec la puce de lecture, des implants de type p^+ , et sur l'autre face des implants de type n^+ . Dans ce type de substrats, les trous sont les porteurs de charges, la tension appliquée est donc positive.

Il est important de noter la présence d'un anneau de garde aux bords du substrat, ce dernier ayant deux fonctions principales. Dans un premier temps, il permet de limiter les courants de fuite générés aux bords de découpe du substrat. Son second rôle est de redresser les lignes de champ électrique sous l'électrode garantissant une meilleure collecte des charges. Ces lignes de champ se courbent en périphérie du substrat qui forme un condensateur plan. L'anneau de garde permet d'allonger l'aire des plaques parallèles, décalant les effets de courbure du champ électrique générés par les bords au-delà de la zone de détection. La figure 1-46 illustre une section d'un détecteur pixélisé hybridé à un substrat semi-conducteur de type *P-on-N*.

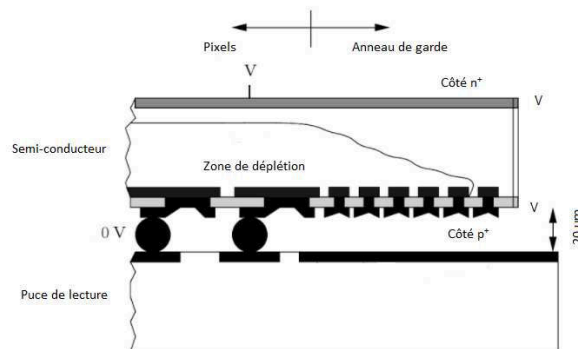


Figure 1-46 : Section d'un détecteur avec un substrat semi-conducteur de type *P-on-N* (Rossi et al., 2006).

Dans le cas d'un semi-conducteur de type *N-on-P*, les pixels correspondent à des implants de type n^+ sur un substrat de type p , et une électrode continue de type p^+ est déposée sur l'autre face du semi-conducteur. Ainsi, le volume de substrat possède sur la face en contact avec la puce de lecture des implants de type n^+ , et sur l'autre face des implants de type p^+ . Dans ce type de substrat, les électrons sont les porteurs de charges, la tension appliquée est donc négative. Pour ce type de substrat, une couche d'électrons attirés par la couche d'oxyde chargée positivement apparaît au niveau des inter-pixels. Ces électrons s'accumulent et peuvent former un canal entre les pixels, connectant les différents pixels entre eux (Rohe, 2002). Il est donc nécessaire de mettre en place une isolation, habituellement réalisée à l'aide d'implants de bore et dont le principe est illustré sur la figure 1-47. Suivant sa taille, cette implantation est appelée « *p-spray* » ou « *p-stop* ». Dans le cas des détecteurs de type *P-on-N*, c'est cette même accumulation qui joue le rôle d'isolant inter-pixels. Un anneau de garde est aussi utilisé pour ce type de substrat semi-conducteur.

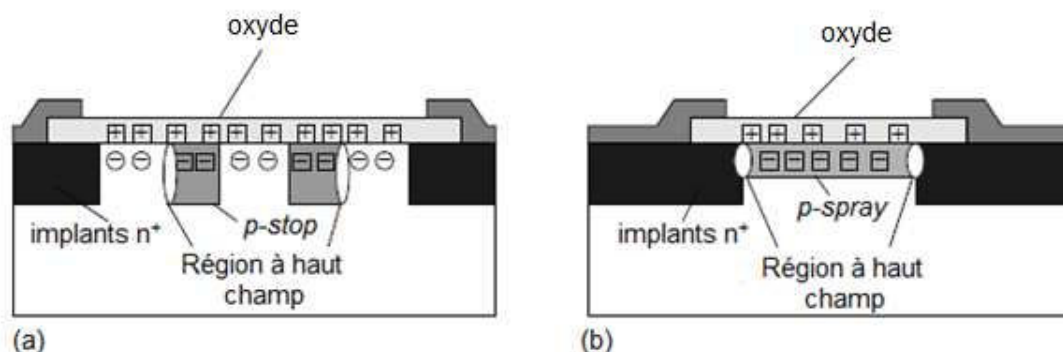


Figure 1-47 : Technique d'isolation pour des implants n^+ adjacents par implantation « p-stop » (a) ; et « p-spray » (b). Les porteurs de charges libres sont entourés par des cercles, quant aux porteurs de charges fixés, ils sont entourés par des carrés (Rohe, 2002).

4.3 L'interface de lecture et son logiciel d'acquisition

La carte électronique (PCB, *Printed Circuit Board*) de lecture et de support, sur laquelle est placée la puce Timepix3, dispose d'un connecteur femelle VHDCI. Ce type de connecteur avait déjà été choisi pour la puce Timepix puisqu'il permet une grande stabilité en terme d'alimentation (Vykydal *et al.*, 2006).

Il existe plusieurs interfaces de lecture disponibles pour communiquer entre la puce Timepix3 et un ordinateur. Au laboratoire, deux interfaces de lecture ont été approvisionnées avec leur logiciel d'acquisition associé : l'interface de lecture FitPIX 3.0 et l'interface de lecture Katherine. Ces deux interfaces de lecture présentent deux avantages qui en font un atout pour réaliser un imageur Compton portable : leur compacité ainsi que la possibilité d'alimenter en tension la puce Timepix3 et le substrat semi-conducteur. D'autre part, il est possible avec les deux interfaces de lecture de réaliser des acquisitions en mode *frame based* ou *Data-driven*.

4.3.1 FitPIX 3.0

L'interface de lecture FitPIX 3.0 est développée par la société ADVACAM s.r.o. (ADVACAM, 2019). Les informations concernant l'interface de lecture FitPIX 3.0 sont disponibles dans (Vavrik *et al.*, 2014). La communication avec l'ordinateur d'acquisition se fait par USB 2.0 avec une vitesse maximale de 50 fps (*frames per second*) et pour un taux de comptage maximal de 3 millions cps/s. Tous les systèmes d'exploitation majeurs sont supportés (MS-Windows, Mac OS X, Linux). L'interface est alimentée par une tension de 5 V, et peut fournir une tension de polarisation allant de ± 100 V par la connexion VHDCI. Les dimensions de FitPIX-TPX3 sont de $77,4 \times 49,8 \times 19,8$ mm³ pour une masse de 103 g. La figure 1-48 montre la puce de comptage Timepix3 interfacée à FitPIX 3.0.

Le logiciel d'acquisition PixetPro est un logiciel multiplateforme lui aussi développé par ADVACAM s.r.o. qui permet de piloter les puces de la famille Medipix. La plupart des systèmes de la famille Medipix sont supportés (Medipix2, Timepix, Medipix Quad, Timepix Quad, Widepix, Timepix3). Il est possible d'y intégrer différents modules en C++, tels que ceux gérant l'égalisation des seuils ou bien l'analyse des *clusters* de pixels. Une interface Python y est aussi intégrée permettant la programmation de scripts.

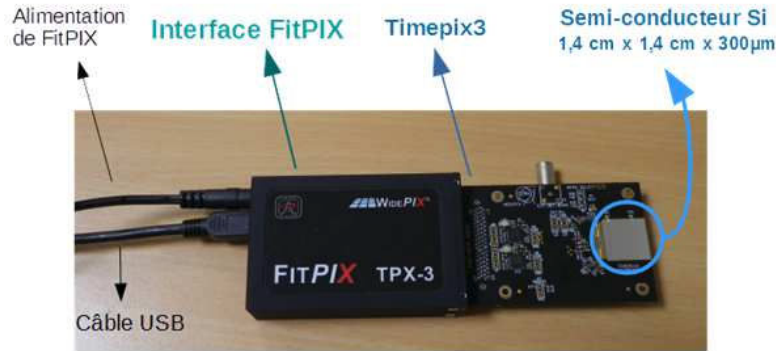


Figure 1-48 : La puce de comptage Timepix3 et son interface de lecture FitPIX-TPX3.

4.3.2 Katherine

L'interface de lecture Katherine a été développée à la fois à l'*Institute of Experimental and Applied Physics (IEAP)* de la *Czech Technical University (CTU)* et à la *Faculty of Electrical Engineering, University of West Bohemia*. Cette technologie est récente, et tout aussi bien l'interface de lecture que le logiciel d'acquisition sont toujours en cours de développement. Cette interface, bien que récente, a été utilisée pour réaliser la reconstruction 3D de trajectoires de particules (Bergmann *et al.*, 2017, 2019). Les capacités de l'interface Katherine, ainsi que son principe de fonctionnement, sont décrits dans (Broulím *et al.*, 2017).

Cette interface de lecture, contrairement à l'interface de lecture FitPIX 3.0, ne communique pas par USB 2.0 mais par protocole Ethernet. Ce protocole de communication permet, par rapport à l'USB, d'effectuer une transmission des données à plus grande distance (jusqu'à 100 m) et d'avoir une indépendance des appareils connectés. Cependant, le taux de comptage est limité à 15 millions cps/s intrinsèquement associé au protocole Ethernet. Les dimensions de l'interface sont de 100×80×28 mm³. L'interface, alimentée par une tension alternative de 5 V permet de polariser la puce de comptage Timepix3 ainsi que le substrat semi-conducteur par un câble LEMO (jusqu'à +/- 300 V). L'alimentation de l'interface de lecture est de 5 V. La figure 1-49 montre la puce de comptage Timepix3 associée à l'interface de lecture Katherine.

Le logiciel d'acquisition des données associé s'appelle Burdaman, il a été développé spécifiquement pour Katherine, et assure les fonctions basiques telles que : l'égalisation des seuils, la transmission des données, le *scan* des seuils et des paramètres DAC.



Figure 1-49 : La puce de comptage Timepix3 interfacée au système de lecture Katherine.

En 2018, une interface de lecture basée sur Katherine et permettant la synchronisation de plusieurs puces de comptage Timepix3 a été développée et est illustrée figure 1-50 (Burian *et al.*, 2018). Cette interface présente un grand intérêt pour les travaux de recherche présentés ici. En effet, le développement d'un imageur Compton basé sur un élément diffuseur, ici une puce de comptage

Timepix3 hybridée à du silicium, et un élément absorbeur, ici une puce de comptage Timepix3 couplée à du CdTe, nécessite une synchronisation temporelle des deux détecteurs.



Figure 1-50 : Photographies de l'interface de lecture basée sur Katherine permettant la synchronisation de deux détecteurs Timepix3 (images fournies par Petr Burian).

Pour ces travaux de recherche, des essais ont été menés avec les deux interfaces de lecture décrites ci-dessus (FitPIX3 et Katherine). Le choix s'est finalement porté sur Katherine pour deux raisons. La première concerne la liaison Ethernet avec l'ordinateur d'acquisition qui permet une plus grande transmission de données à une plus grande distance. La seconde concerne la possibilité de synchronisation de plusieurs détecteurs Timepix3 avec une technologie analogue à Katherine (Burian *et al.*, 2018). La synchronisation temporelle des détecteurs est primordiale pour le développement d'un imageur Compton basé sur un détecteur diffuseur et un détecteur absorbeur, puisqu'elle permet d'identifier les couples d'interactions issus d'un même photon incident.

Les développements proposés dans ces travaux de thèse reposent sur l'utilisation de la puce de comptage nouvelle génération Timepix3 et de l'interface de lecture Katherine, l'ensemble formant le détecteur Timepix3. Le chapitre suivant présente en détail le paramétrage, l'étalonnage et la caractérisation des performances de cette brique de détection, en vue de son intégration dans le prototype d'imageur gamma hybride.

CHAPITRE 2 : CARACTERISATION DU DETECTEUR PIXELLISE TIMEPIX3

Dans le but de développer un prototype d'imageur gamma hybride basé sur la technologie Timepix3, il est indispensable d'étudier et d'évaluer les performances du détecteur Timepix3. Un des objectifs de ces travaux de recherche est de réaliser de l'imagerie Compton. Cette technique repose en partie sur le calcul de l'angle de diffusion Compton à partir de mesures en énergies. La connaissance de l'énergie mesurée, et la résolution en énergie associée constituent pour cette raison deux paramètres fondamentaux. Il est donc impératif d'évaluer les performances spectrométriques du détecteur Timepix3, afin d'évaluer au mieux les capacités d'un imageur Compton basé sur ce dernier.

Pour parvenir à la caractérisation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3, il a été tout d'abord nécessaire de paramétrer le détecteur (paragraphe 2), puis de développer un algorithme capable d'identifier les groupements de pixels dans lesquels les interactions se produisent (paragraphe 3). Ensuite, la fiabilité de la mesure de l'information temporelle fournie par le détecteur a été évaluée (paragraphe 4). Enfin, un étalonnage en énergie des détecteurs Timepix3 disponibles dans le laboratoire sera présenté (paragraphe 5).

1. Principales caractéristiques des détecteurs Timepix3

Dans le cadre de ces travaux de recherche, deux puces de comptages Timepix3 sont utilisées : la première est hybridée à un semi-conducteur silicium d'épaisseur 300 μm , et la seconde à un semi-conducteur en tellure de cadmium d'épaisseur 1 mm.

Afin de simplifier la terminologie utilisée dans le cadre de ce mémoire, le terme « détecteur Timepix3 Si » désignera la puce de comptage Timepix3 hybridée au semi-conducteur en silicium, et « détecteur Timepix3 CdTe » celle hybridée au semi-conducteur en tellure de cadmium.

Deux interfaces de lecture sont disponibles pour Timepix3 (paragraphe 4.3 du chapitre 1) : l'interface Katherine utilisant un protocole de communication Ethernet, et l'interface FitPIX-TPX3 utilisant un protocole de communication USB. Dans le cadre de ces travaux de thèse, c'est Katherine qui a été choisie car la transmission de données via Ethernet présente un intérêt considérable pour les futures applications dans le domaine de l'industrie nucléaire. En effet, ce mode de transmission permet par rapport au protocole USB, de transmettre des données à plus grande distance, et par conséquent de réaliser des mesures à plus grande distance. Durant cette thèse, nous avons notamment validé le fait que la distance maximale pour une transmission par USB avec les puces de la famille Medipix est de 20 m, contre 100 m en Ethernet. L'interface Katherine est reliée au détecteur Timepix3 par un câble VHDCI mâle-femelle. Le logiciel d'acquisition, nommé Burdaman, est spécifiquement développé pour le pilotage de l'interface de lecture Katherine avec l'ordinateur d'acquisition. Une capture d'écran du logiciel Burdaman est proposée figure 2-1, sur laquelle sont identifiées, en rouge, la zone correspondant à la matrice de détection pixellisée, et en bleu, la zone pour le paramétrage du détecteur et de l'acquisition.

La polarisation des semi-conducteurs est assurée par l'intermédiaire de l'interface de lecture Katherine. La tension de polarisation typique du détecteur Timepix3 Si est de 100 V ; quant à celle du détecteur Timepix3 CdTe, elle a été fixée à -300 V. Ces valeurs sont celles habituellement utilisées avec les détecteurs de la famille Medipix (Tlustos, 2005; Kroupa *et al.*, 2012; Fröjd, 2015; Billoud *et al.*, 2017). Une représentation schématique de la chaîne d'acquisition est illustrée sur la figure 2-2. La figure 2-3 montre, quant à elle, une photographie d'un détecteur Timepix3 relié à l'interface de lecture Katherine.

Les matériaux semi-conducteurs sont sensibles à la température (paragraphe 1.3 du chapitre 1). Une augmentation de la température se traduit par une augmentation du nombre de porteurs de charges libres, favorisant le bruit dans le semi-conducteur. Afin de réguler leur température et donc d'améliorer la reproductibilité des mesures, un système de régulation thermique composé d'un ventilateur et d'un dissipateur thermique a été ajouté aux détecteurs Timepix3 CdTe et Si. L'ajout du système de régulation thermique permet de stabiliser la température des détecteurs aux alentours de 50°C (contre 80°C sans système de régulation thermique).

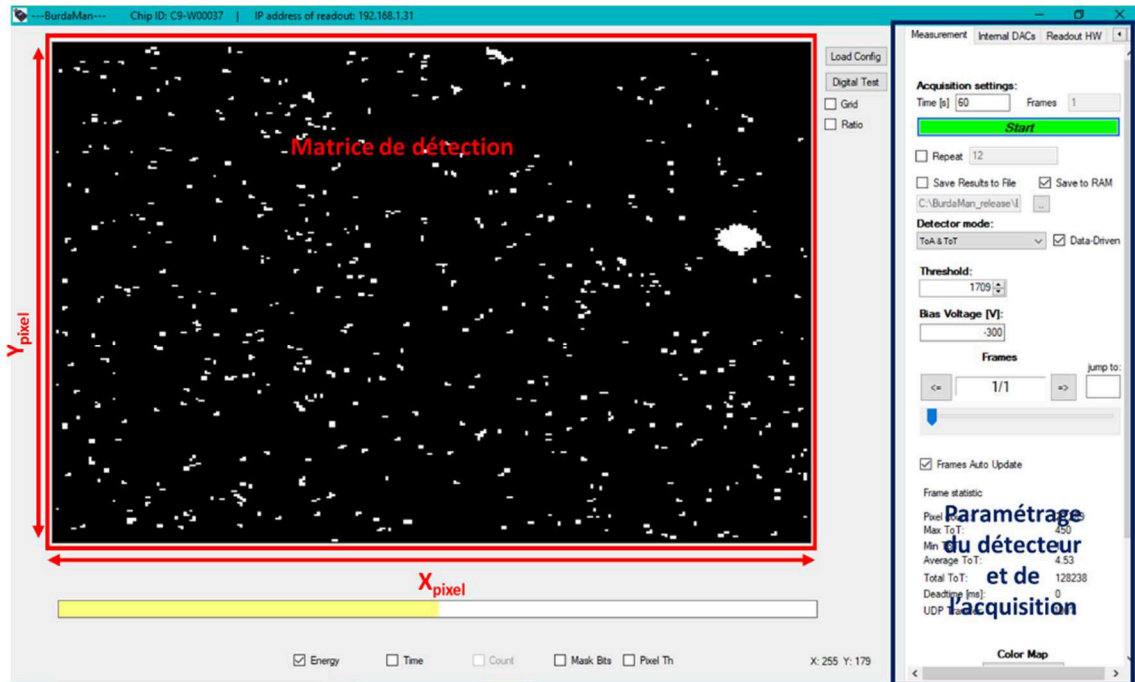


Figure 2-1 : Capture d'écran du logiciel d'acquisition Burdaman. La zone encadrée en rouge représente la matrice de détection pixellisée, dans chacun des pixels en blanc s'est produite une interaction. La zone encadrée en bleue est dédiée au paramétrage de l'acquisition et du détecteur.

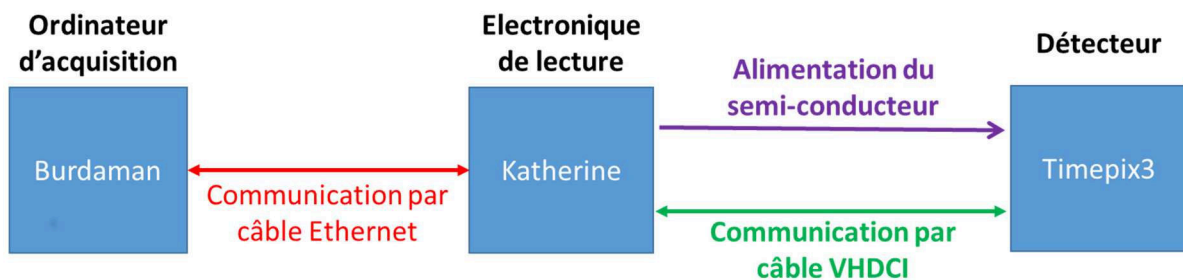


Figure 2-2 : Représentation schématique des trois blocs de la chaîne d'acquisition : l'ordinateur d'acquisition et le logiciel Burdaman, l'électronique de lecture Katherine, et le détecteur Timepix3.

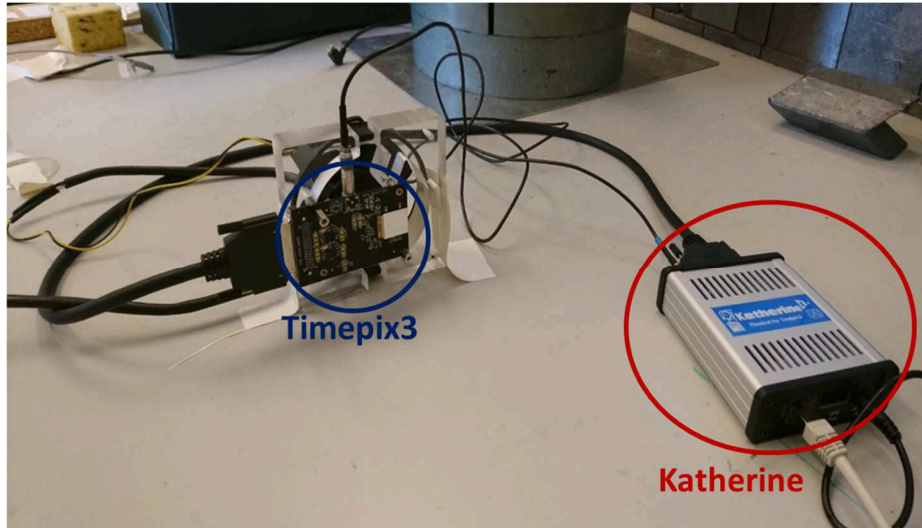


Figure 2-3 : Photographie d'un détecteur Timepix3 sur son support relié à l'interface de lecture Katherine.

2. Paramétrage des détecteurs Timepix3

L'électronique de lecture Timepix3 peut être décrite comme composée de deux blocs distincts : un intégrateur, associé à un convertisseur numérique analogique (DAC)²⁰. Dans l'intégrateur, le signal analogique, directement lié à l'interaction dans le semi-conducteur, est converti en valeur numérique. Le rôle du DAC est de convertir les paramètres de fonctionnement numériques du détecteur (définis par l'utilisateur sur l'ordinateur d'acquisition) en valeurs analogiques interprétables par l'électronique de mesure. Ces paramètres de fonctionnement sont appelés paramètres DAC.

Afin de procéder à la caractérisation des détecteurs Timepix3, la première étape est de réaliser son paramétrage. Pour ce faire, il faut procéder en deux étapes : tout d'abord, il faut définir les paramètres DAC (paragraphe 2.1) ; une fois ces derniers définis, il faut procéder à l'égénéralisation des seuils appliqués à chacun des pixels (paragraphe 2.2).

2.1 Paramètres DAC du détecteur Timepix3

Le nombre de paramètres DAC accessibles pour le détecteur Timepix3 avec le logiciel Burdaman est de 18. La figure 2-4 liste les différents paramètres DAC, et leurs valeurs numériques codées sur 8 bits. Ces paramètres ont un rôle, aujourd'hui peu documenté dans le cas de Timepix3, sur la mise en forme du signal de sortie qui sera ensuite analysé par l'électronique. Les paragraphes suivants décrivent l'effet connu des différents paramètres.

Deux paramètres DAC sont communs entre les détecteurs Timepix et Timepix3 : il s'agit des paramètres DAC *VPreamp* et *Ikrum*. Les effets de ces deux paramètres DAC sur la forme de l'impulsion en sortie du préamplificateur de charge ont été quantifiés pour le détecteur Timepix. Deux études détaillées concernant les effets sur l'impulsion de sortie de ces deux paramètres DAC sont proposées dans (Mykhaylo, 2011; Lemaire, 2015). Le paramètre DAC *VPreamp* permet d'ajuster le gain du préamplificateur de charge, et *Ikrum* permet d'ajuster la durée de l'impulsion. Une augmentation du paramètre DAC *VPreamp* augmente l'amplitude de l'impulsion, et inversement. Une augmentation du paramètre DAC *Ikrum* a pour effet de diminuer la durée passée par l'impulsion au-dessus du seuil, et

²⁰ Un convertisseur analogique numérique, ou DAC pour *Digital to Analog Converter* en anglais, est un composant électronique qui convertit une valeur numérique en valeur analogique.

inversement. La figure 2-5 illustre l'impact des paramètres DAC I_{krum} et $VPreamp$ sur l'impulsion en sortie du préamplificateur de charge. Sur la figure 2-5, le trait en pointillés orange représente le seuil appliqué par l'utilisateur, le trait plein bleu correspond à l'impulsion en sortie du préamplificateur de charge, et le trait en pointillés bleu illustre la forme de l'impulsion après modifications des paramètres DAC considérés.

Preamp ON	128	DiscS2 ON	128
Preamp OFF	8	DiscS2 OFF	8
VPreamp	128	PixelDAC	128
I_{krum}	10	TPbufferIn	128
Vfbk	164	TPbufferOut	128
Threshold fine	255	VTP coarse	128
Threshold coarse	8	VTP fine	256
DiscS1 ON	88	CP PLL	128
DiscS1 OFF	2	PLL Vcntrl	128

Figure 2-4 : Liste des paramètres DAC du détecteur Timepix3 accessibles dans le logiciel Burdaman. Les valeurs numériques correspondent aux valeurs associées aux paramètres DAC et sont codées sur 8 bits.

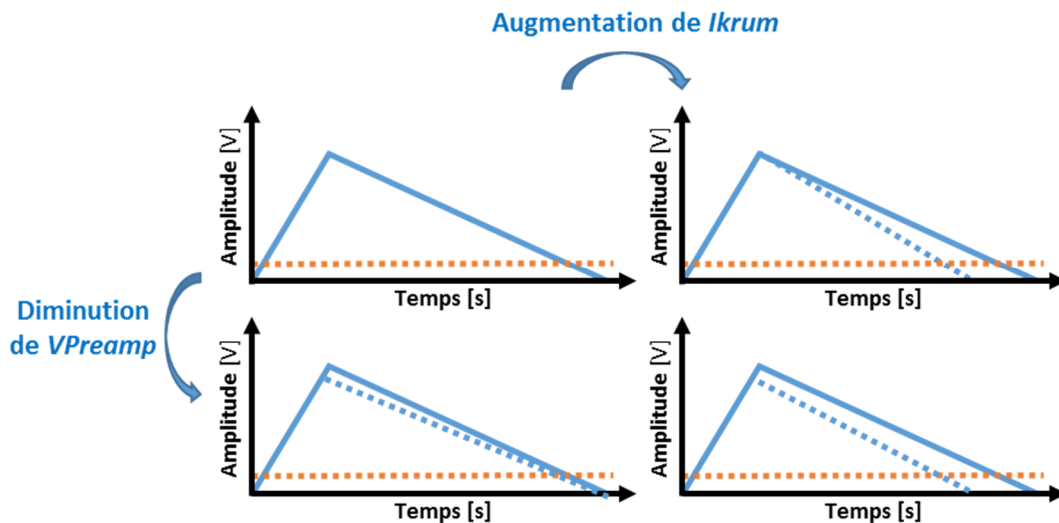


Figure 2-5 : Dépendance de la forme de l'impulsion aux paramètres DAC I_{krum} et $VPreamp$. Le trait bleu plein correspond à l'impulsion originale, le trait bleu en pointillés correspond à l'impulsion après modification du paramètre DAC considéré. Le seuil est représenté par le trait en pointillés orange.

La figure 2-6 présente les spectres en valeurs de ToT mesurés avec une source d' ^{241}Am et le détecteur Timepix3 Si pour différentes valeurs du paramètre DAC I_{krum} . Pour ces mesures, la source d' ^{241}Am est placée à 15 cm du détecteur et la durée d'acquisition est de 120 secondes pour chaque mesure. L'activité de la source utilisée est de 74 MBq. Lorsque la valeur d' I_{krum} augmente, la durée passée par l'impulsion au-dessus du seuil diminue, ce qui se traduit par une diminution de la valeur ToT associée à une énergie donnée. Cette diminution est directement observable sur le pic d'absorption totale à 59,5 keV dont la valeur moyenne diminue quand la valeur du paramètre I_{krum} augmente.

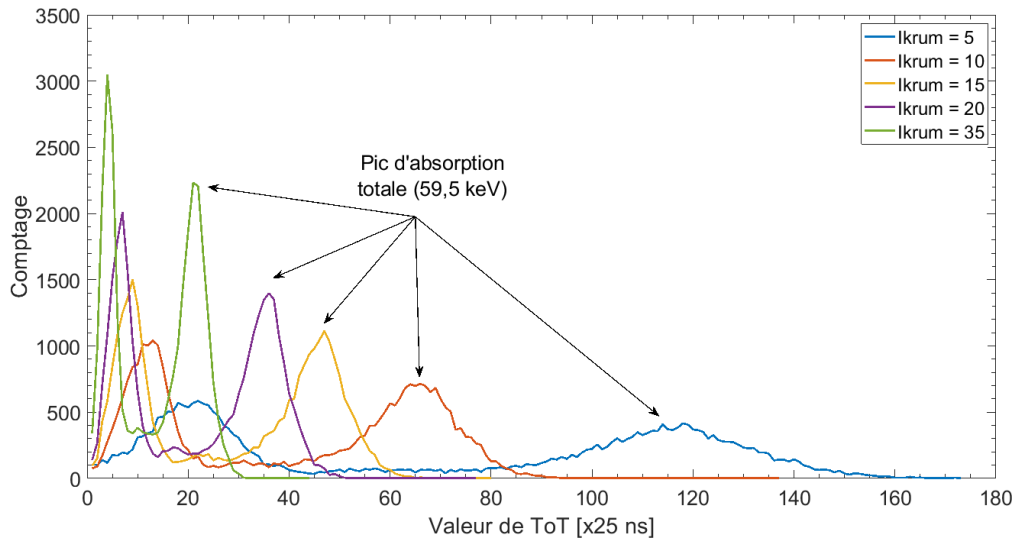


Figure 2-6 : Spectres ToT mesurés d'une source d' ^{241}Am avec le détecteur Timepix3 Si pour différentes valeurs du paramètre DAC $lkrum$. Pour chaque valeur d' $lkrum$, la source d' ^{241}Am d'activité 74 MBq est placée à 15 cm du détecteur et la durée d'acquisition est de 120 secondes.

Concernant les réglages des autres paramètres DAC, ce sont les discussions menées avec les membres de la collaboration Medipix, et particulièrement avec les auteurs du manuel d'utilisation de Timepix3 (Llopart *et al.*, 2014), qui ont permis de faire un choix quant aux valeurs à associer à ces derniers. Il est ressorti de ces discussions que les paramètres DAC $Vpreamp$, $TpbufferIn$, $TpBufferOut$, $VTP\ Coarse$, $VTP\ fine$, $CP\ PLL$, $PLL\ Vcntrl$, $DiscS1OFF$, $DiscS2\ OFF$, $PreampOFF$, et $Vfbk$ n'ont pas d'intérêt pour les applications développées dans ces travaux de recherche. Ces paramètres sont utiles pour la conception de la puce Timepix3 mais ne sont pas à modifier par l'utilisateur. Les paramètres DAC $DiscS1\ ON$ et $PixelDAC$ ont un rôle dans l'étape d'égalesation des seuils (paragraphe 2.2), mais ne sont *a priori* pas à modifier. Les deux paramètres précédents, ainsi que le paramètre DAC $PreampON$ ont un impact sur la consommation électrique du détecteur, ce qui pour le développement d'un premier prototype d'imageur ne représente pas un facteur déterminant. Finalement, il s'avère que seul le paramètre $lkrum$ a un intérêt pour les applications développées. Les valeurs (DAC) utilisées par les membres de la collaboration sont $lkrum = 10$ pour le détecteur Timepix3 Si et $lkrum = 15$ pour le détecteur Timepix3 CdTe. Le tableau 2-1 regroupe les valeurs des paramètres DAC recommandées par les membres de la collaboration Medipix pour les deux détecteurs Timepix3 Si et CdTe. Ce sont ces valeurs qui sont utilisées pour la suite des travaux. Il faut cependant garder à l'esprit qu'une optimisation des paramètres DAC est possible, mais ne constitue pas un enjeu majeur pour ces travaux de recherche.

Tableau 2-1 : Valeurs des paramètres DAC pour les détecteurs Timepix3 Si et Timepix3 CdTe.

Paramètres DAC	Valeur DAC	
	Timepix3 Si	Timepix3 CdTe
$PreampON$, $Vpreamp$, $DiscS2ON$, $PixelDAC$, $TpbufferIn$, $TpbufferOut$, $VTP\ coarse$, $CP\ PLL$, $PLL\ Vcntrl$	128	128
$DiscS1\ ON$	88	88
$DiscS1\ OFF$	2	2
$DiscS2\ OFF$	8	8
$VTP\ fine$	256	256
$Vfbk$	164	164
$lkrum$	10	15

2.2 Egalisation des seuils

Les pixels composant les puces de comptage de la famille Medipix sont conçus pour être identiques les uns aux autres. Néanmoins, l'étape de fabrication des *wafers*²¹ (sur lesquels sont hybridés les semi-conducteurs) n'étant pas parfaite, des différences de comportements apparaissent entre les pixels de l'ASIC.

Un seuil global en tension est généré par un paramètre DAC programmable dans la zone des périphériques de la puce (illustrée figure 1-49), et est utilisé comme seuil par le discriminateur de chacun des pixels. Cependant, compte tenu des variations dues à la fabrication, le seuil effectif de chaque discriminateur varie selon le pixel considéré. Pour contrebalancer les variations de seuil effectif d'un pixel à l'autre, une correction de seuil local a été implémentée pour chacun des pixels (illustrée figure 1-43). Cet ajustement est réalisé au moyen d'un seuil local codé sur 4 bits (appelés *trim DAC*). La procédure d'égalisation des seuils consiste à ajuster ce seuil local.

Pendant la procédure d'égalisation, la puce opère en mode comptage. Dans un premier temps, le seuil local est réglé à sa valeur minimale (*i.e.* 0x0). Pour chaque pixel, un balayage sur la valeur de seuil est réalisé entre la valeur où aucun pixel ne compte (valeur de seuil au-dessus du bruit) jusqu'à la valeur de seuil où tous les pixels comptent (seuil proche de la valeur de bruit). Ce balayage résulte en une distribution, dont la valeur moyenne correspond à la valeur moyenne de bruit. La même mesure est répétée en réglant la valeur de seuil local au maximum (*i.e.* 0xF). A partir de ces deux mesures, la plage de fonctionnement de chacun des pixels est connue. En supposant une relation linéaire entre les deux points, l'ajustement du seuil local pour chacun des pixels est réglé de sorte que le seuil global soit uniforme au sein de la matrice de pixels.

Les figures 2-7 et 2-8 illustrent respectivement les résultats de la procédure d'égalisation pour les détecteurs Timepix3 Si et Timepix3 CdTe. La courbe bleue et la courbe rouge correspondent aux distributions de seuils quand les valeurs de *trim DAC* sont réglés respectivement à la valeur minimale (*i.e.* 0x0) et maximale (*i.e.* 0xF) pour tous les pixels ; la courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation. La dispersion de la distribution après égalisation des seuils est réduite d'environ un facteur 6 pour le détecteur Timepix3 Si, et d'environ un facteur 5 pour le détecteur Timepix3 CdTe.

La valeur minimale de seuil permettant de s'affranchir du bruit électronique est calculée à partir de la distribution obtenue après égalisation. La valeur minimale de seuil correspond à la valeur moyenne de la distribution obtenue après égalisation des seuils à laquelle il faut ajouter (ou soustraire²²) six fois l'écart-type (*i.e.* 6σ) de la distribution (Heijden *et al.*, 2017). Dans le cas particulier du logiciel *Burdaman*, avec le détecteur Timepix3 CdTe, il faut ajouter la valeur de 6σ à la valeur moyenne ; et dans le cas du détecteur Timepix3 Si, il faut la soustraire à la valeur moyenne (l'ajout ou la soustraction de la valeur de 6σ est dépendant du logiciel).

Pendant la procédure, si aucun ajustement n'est déterminé pour un pixel, alors ce dernier est considéré comme bruyant et est donc masqué. La procédure d'égalisation est basée sur le bruit électronique, ce qui assure sa rapidité mais ne permet pas une prise en compte des inhomogénéités intrinsèques au semi-conducteur. Cette procédure reposant sur une mesure du bruit électronique, il faut veiller à ce que la puce de comptage soit isolée le plus possible des sources de rayonnements extérieures (source radioactive, lumière du jour, etc.). Il a aussi été montré que la température jouait un rôle dans l'étape d'égalisation des seuils (Lebel, 2007; Cavalcante, 2011). D'autre part, toute modification d'un paramètre DAC (paragraphe 2.1) nécessite de réaliser une nouvelle égalisation des seuils.

²¹ En électronique et micro-électronique, le terme *wafer* désigne une tranche ou une galette de semi-conducteur (généralement en silicium). C'est ce qui sert de support au semi-conducteur.

²² Suivant le logiciel d'acquisition, de la tension de polarisation, et des porteurs de charge collectés, il faut soustraire ou ajouter la valeur de 6σ à la valeur moyenne.

Même si la théorie recommande un éloignement d'une valeur de 6σ soit suffisant, il est préférable de se placer, en pratique, à 30σ de la valeur moyenne. La procédure d'égalisation est censée identifier les pixels bruyants : cependant elle n'est pas parfaite et il subsiste en général des pixels bruyants à l'issue de cette dernière. Sachant que les mesures avec le détecteur Timepix3 sont effectuées en continu (mode *Data Driven*), cela signifie qu'un pixel bruyant compte toutes les 25 ns, ce qui a pour effet de surcharger la mémoire de l'ordinateur d'acquisition. Afin d'éviter cette surcharge mémoire, il est préférable de se placer « loin » de la valeur minimale de seuil, puis de se rapprocher petit à petit de cette dernière afin d'identifier les pixels bruyants plus facilement à chaque étape et de les masquer.

Finalement, après l'étape d'égalisation des seuils et de « masquage » des pixels bruyants, la fraction de pixels utiles pour Timepix3 Si est de 99,94 % (65498 pixels), et de 97,81 % (64098 pixels) pour Timepix3 CdTe.

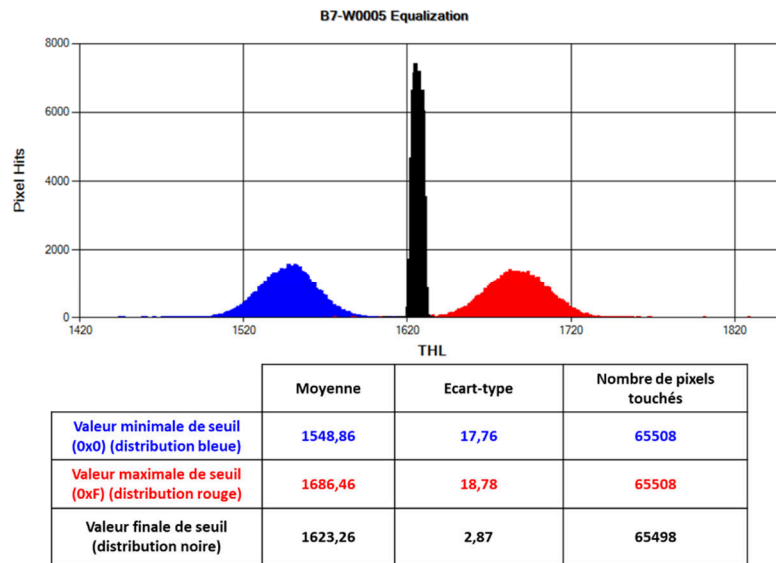


Figure 2-7 : Résultats de l'égalisation des seuils du détecteur Timepix3 Si avec le logiciel Burdaman. La courbe bleue et la courbe rouge correspondent aux distributions de seuils quand les valeurs de trim DAC sont réglées respectivement à la valeur minimale (i.e. 0x0) et maximale (i.e. 0xF) pour tous les pixels ; la courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation

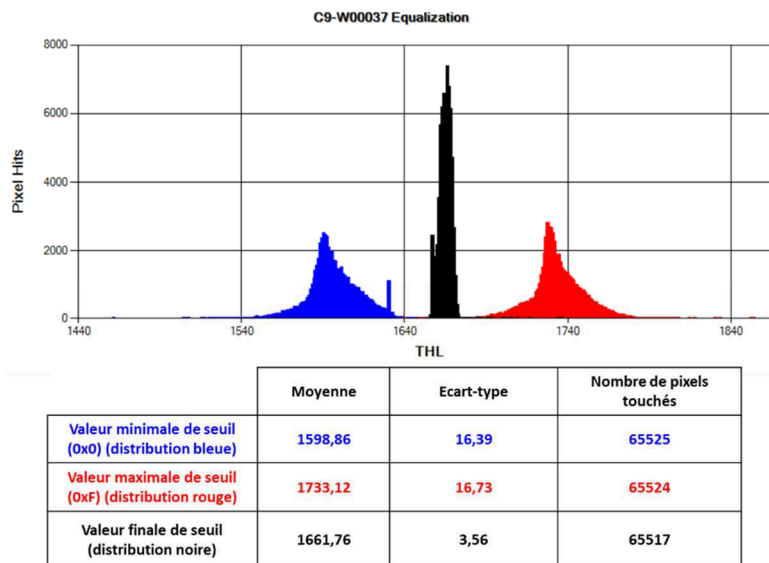


Figure 2-8 : Résultats d'égalisation des seuils du détecteur Timepix3 CdTe avec le logiciel Burdaman. La courbe bleue et la courbe rouge correspondent aux distributions de seuils quand les valeurs de trim DAC sont réglées respectivement à la valeur minimale (i.e. 0x0) et maximale (i.e. 0xF) pour tous les pixels ; la courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation

3. Identification des *clusters* de pixels : l'algorithme DBSCAN

Lorsqu'une particule interagit dans le semi-conducteur, elle est susceptible d'être détectée par plusieurs pixels, en général adjacents. On parle alors de *clusters* de pixels (paragraphe 1.4 du chapitre 1). Il est important d'être capable d'identifier les *clusters* de pixels, notamment si plusieurs interactions se produisent au sein du détecteur dans le même intervalle de temps. L'identification des *clusters* de pixels a pour but d'identifier, et d'isoler les dépôts d'énergies provenant d'une même interaction rayonnement-matière au sein du détecteur.

L'identification des *clusters* se fait par le biais d'un algorithme dit de *clustering*. Le *clustering*, ou partitionnement des données en français, est une méthode d'analyse statistique visant à diviser un ensemble de données en paquets homogènes. Dans notre cas, l'ensemble des données correspond à l'ensemble des pixels allumés durant un intervalle de temps donné, et les paquets homogènes sont les *clusters* de pixels à identifier. Une synthèse des différents algorithmes de *clustering* est présentée dans (Murtagh *et al.*, 2012).

L'algorithme choisi pour l'identification des *clusters* est l'algorithme DBSCAN (*Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise*) (Ester *et al.*, 1996). L'algorithme DBSCAN a été choisi car il permet d'identifier des *clusters* de pixels sans prérequis sur la forme de ces derniers. D'autre part, la recherche de *clusters* de pixels ne nécessite pas *d'a priori* sur le nombre de *clusters* à identifier, puisqu'il repose sur une estimation de la densité de points des *clusters*. La notion de densité de point n'étant pas toujours évidente à quantifier, cette densité est estimée à l'aide de deux paramètres : la distance minimale ϵ , et le nombre de points *MinPts* devant se trouver dans un rayon ϵ pour être considéré comme appartenant au même *cluster* de pixels. La figure 2-9 présente trois exemples d'identification de *clusters* avec l'algorithme DBSCAN.

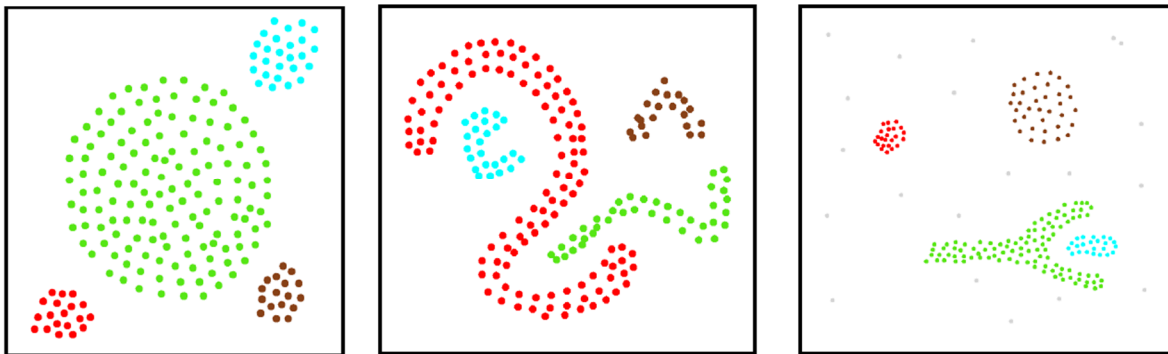


Figure 2-9 : Exemple de l'identification de *clusters* avec l'algorithme DBSCAN (Ester *et al.*, 1996). Les points de couleurs identiques appartiennent au même *cluster*.

L'application de cet algorithme pour l'identification des *clusters* de pixels sur les mesures obtenues avec le détecteur Timepix3 est directe, puisqu'un ensemble de pixels appartient au même *cluster* si tous les pixels sont adjacents à au moins un pixel du dit-*cluster*. Par conséquent, les paramètres pour la mise en place de l'algorithme sont les suivants : la distance ϵ correspond à la distance pour laquelle deux pixels sont adjacents, et le nombre minimal de pixels pour définir un *cluster* est 1. Dans la suite de ce mémoire, l'expression « *cluster* de taille N » correspondra à un *cluster* composé de N pixels.

La figure 2-10 illustre l'identification de *clusters* de pixels avec l'algorithme DBSCAN sur une mesure réalisée avec une source émettrice bêta de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ placée en face du détecteur Timepix3 CdTe. La source de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ est émettrice β^- avec un rapport d'embranchement de 100%. Les pixels représentés par une couleur identique sont identifiés comme appartenant au même *cluster* de pixels. Le nombre de couleurs étant limité, pour des raisons d'affichage, seule une partie de la matrice de pixel est affichée.

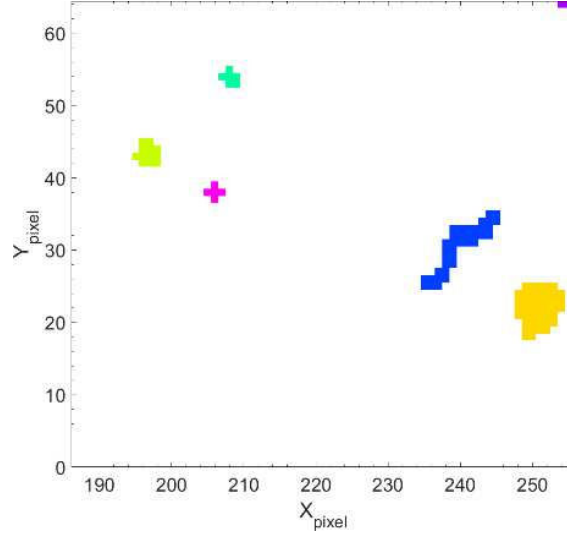


Figure 2-10 : Illustration de l'utilisation de l'algorithme DBSCAN pour identifier des clusters de pixels avec le détecteur Timepix3. Seule une partie de la matrice de détection est affichée. Les pixels représentés par une couleur identique appartiennent au même cluster de pixel.

4. Mesure du temps d'arrivée

La datation de l'interaction dans la puce de comptage Timepix3 est fournie par la mesure du temps d'arrivée (*Time of Arrival*, ToA) avec une résolution temporelle de 25 ns (40 MHz). Afin de s'assurer de l'homogénéité du temps d'interaction au sein des *clusters* de pixels, une mesure sur une source ^{90}Sr a été réalisée. Les traces laissées par les particules β^- se caractérisent par de « grands » *clusters* de pixels (Holy *et al.*, 2008). La taille moyenne de ces « grands » *clusters* est de 13,5 pixels, pour la mesure présentée ci-après.

L'objectif est de déterminer un intervalle de temps pour lequel le ToA mesuré au sein d'un même *cluster* (généré par l'interaction d'un bêta) est identique, tout en s'assurant de continuer à discriminer temporellement les interactions indépendantes. La différence entre la valeur maximale de ToA et la valeur minimale de ToA dans ces « grands » *clusters* de pixels est calculée. La source de ^{90}Sr est une source surfacique émettant $2,88 \times 10^3$ rayonnements bêta par seconde dans 2π stéradians, et est placée à 5 cm du détecteur. Le temps de mesure est de 30 minutes, qui par la suite est divisé en intervalles de temps plus courts. Afin d'évaluer la différence de ToA au sein des *clusters* de pixels, il faut s'assurer qu'il n'y aura pas d'interactions se produisant dans le même intervalle de temps au sein du détecteur et qui pourraient déposer de l'énergie au sein des mêmes pixels. Il faut donc déterminer un intervalle de temps pour lequel la probabilité d'avoir plusieurs particules interagissant dans le volume de détection est nulle, c'est l'objectif du calcul de probabilité présenté ci-dessous.

La probabilité qu'un événement de fréquence λ se produise n fois dans un intervalle de temps t est décrit par une loi de Poisson de paramètre λt , telle que décrite par l'équation (2-1).

$$P(N_t = n) = e^{-\lambda t} \frac{(\lambda t)^n}{n!} \quad (2-1)$$

Le paramètre λ décrivant cette loi de Poisson est calculé en faisant les hypothèses suivantes :

- Le détecteur ne se compose que d'un seul pixel dont les dimensions sont celles du volume total de détection.
- La source de ^{90}Sr est une source ponctuelle émettant dans 4π stéradians.
- Les rayonnements bêta émis par le ^{90}Sr ne sont pas atténués dans l'air.

Le paramètre t doit être choisi, afin de minimiser la probabilité d'occurrence d'interaction dans le volume de détection. Une occurrence correspond à une valeur de n supérieure ou égale à 2. Il a été choisi d'utiliser un intervalle de temps t de 50 μ s pour lequel la probabilité d'occurrence d'interaction est de $1,6 * 10^{-6}$. Ainsi, pour déterminer la différence de ToA dans les différents *clusters* de pixels, le fichier de sortie est analysé comme s'il s'agissait d'une somme d'acquisitions de 50 μ s.

La figure 2-11 représente la différence de ToA pour les différents *clusters* de pixels mesurés avec une source de ^{90}Sr placée face au détecteur Timepix3 CdTe dans la configuration précédemment décrite. La répartition des différences maximales en valeur de ToA mesurée est présentée sur la figure 2-12. Le nombre total de *clusters* de taille supérieure à 1 est de 847897, et la différence maximale de ToA mesurée est de 18 [x 25 ns]. Dans la suite, les événements se produisant dans le détecteur avec une différence de ToA inférieure à 30 (soit 750 ns) sont considérés comme provenant de la même interaction.

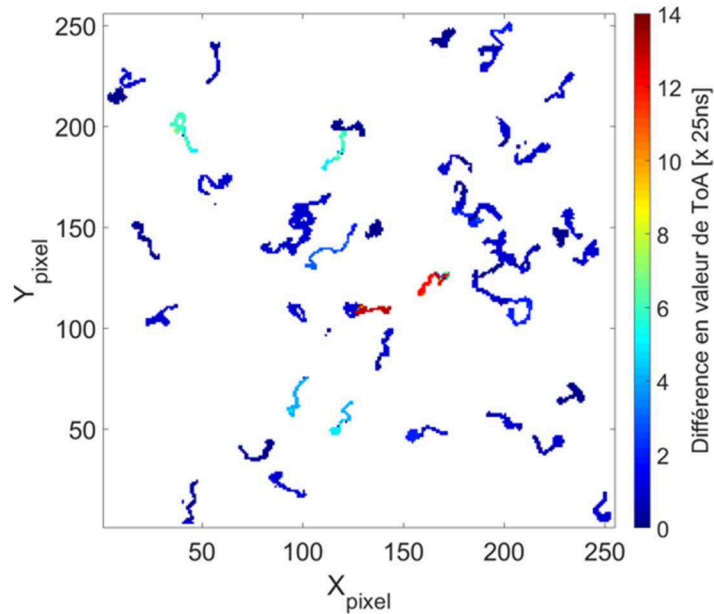


Figure 2-11 : Illustration de la différence de ToA pour des "grands" clusters de pixels avec une puce de comptage Timepix3 hybridée à un semi-conducteur CdTe. Mesure sur une source de ^{90}Sr au contact de la matrice de détection.

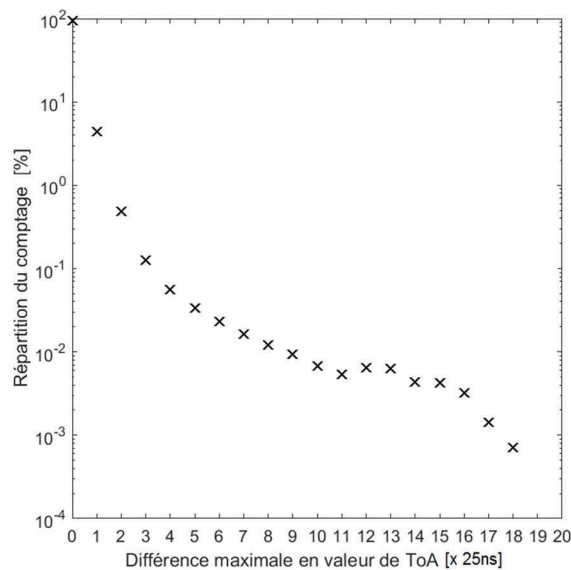


Figure 2-12 : Distribution des différences maximales de valeur de ToA dans tous les clusters de pixels issus d'une mesure sur une source de ^{90}Sr avec le détecteur Timepix3 CdTe.

Un autre intérêt d'utiliser la valeur de ToA (en plus de l'imagerie Compton), notamment dans le cas d'un semi-conducteur de tellure de cadmium pixellisé, est la possibilité de s'affranchir des pics de fluorescence X associés au matériau semi-conducteur. Dans le cas d'un détecteur pixellisé, contrairement à un détecteur classique, le photon de fluorescence X a seulement à interagir dans un pixel non adjacent à celui de la première interaction pour être identifié comme un évènement différent. Si le photon X émis n'est pas réabsorbé dans le matériau, alors un pic d'échappement X apparaît sur le spectre en énergie. Ce phénomène engendre donc dans le spectre la création de deux pics parasites qui n'auraient pas été vus dans un détecteur classique, car regroupés par nature : un pic d'échappement X correspondant à l'énergie d'interaction photo-électrique minorée de l'énergie du photon X et un pic correspondant au photon X lui-même (voir courbe noire sur la figure 2-13).

L'utilisation de la valeur ToA avec le détecteur Timepix3 permet de limiter cet effet. La valeur de ToA permet notamment d'identifier les *clusters* de pixels de manière temporelle. A titre comparatif, avec la puce de comptage Timepix utilisée dans la caméra gamma GAMPIX, la résolution temporelle est de 1 seconde et les *clusters* de pixels sont identifiés géométriquement. Avec l'utilisation de la valeur de ToA proposée par Timepix3, les évènements correspondant à la fluorescence X et à l'échappement X associé, peuvent être regroupés, supprimant sur le spectre en énergie mesuré les pics associés aux deux phénomènes.

La figure 2-13 présente les spectres en valeurs de ToT sans utilisation de la valeur de ToA (similaire à la technique utilisée dans la caméra gamma GAMPIX) et avec utilisation de la valeur de ToA. Les spectres en valeurs de ToT présentés sur la figure 2-13 sont mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe pour une source de ^{133}Ba d'activité 37 MBq, placée à 30 cm du détecteur et pour une durée de 120 secondes. Sans utilisation de la valeur du ToA, les pics de fluorescence X et d'échappement X associés au cadmium sont identifiables. Les pics de fluorescence X et d'échappement X associés au tellure ne sont pas identifiables, car d'une part la résolution énergétique ne permet pas de les différencier, et d'autre part une grande partie des photons de fluorescence X associée au tellure est absorbée par le cadmium (Tlustos, 2005). La raie $K_{\alpha 1}$ du tellure se situe à 27,47 keV, l'énergie minimale nécessaire pour l'émission $K_{\alpha 1}$ du cadmium est quant à elle de 26,17 keV. Par conséquent, une grande partie de l'émission X du tellure est réabsorbée par le cadmium.

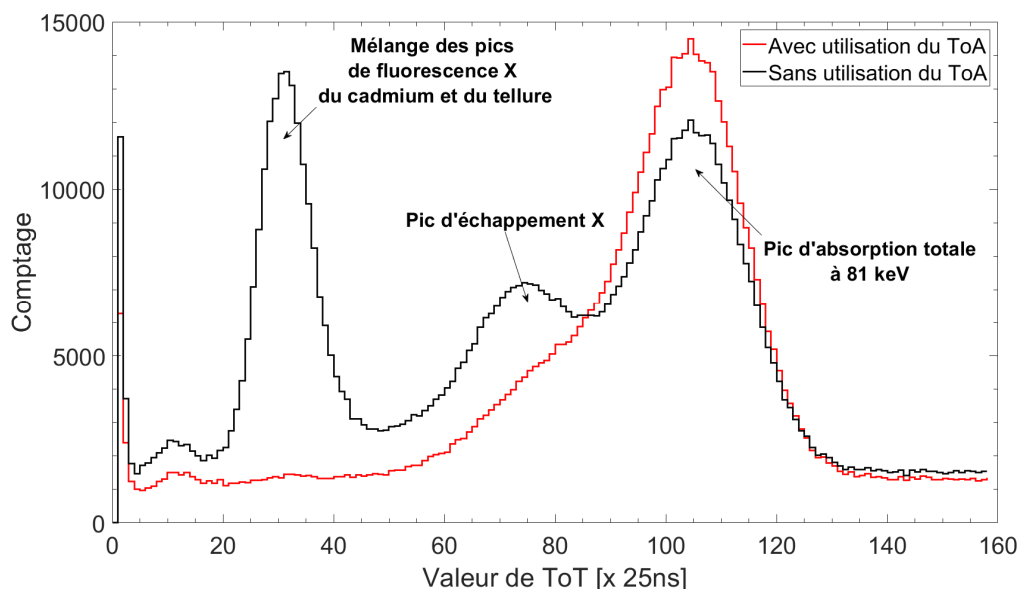


Figure 2-13 : Impact de l'utilisation de la valeur de ToA (avec ToA pour le spectre en rouge, et sans ToA pour le spectre de couleur noir) pour un spectre en valeur ToT de ^{133}Ba mesuré avec le détecteur Timepix3 CdTe, à une distance de 30 cm et pour une durée de 120 secondes.

5. Etalonnage en énergie par pixel de Timepix3

Une fois l'étape d'égalisation des seuils effectuée, ainsi que les paramètres DAC déterminés, les courbes d'étalonnage en énergie des détecteurs Timepix3 Si et Timepix3 CdTe peuvent être évaluées.

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord les motivations d'un étalonnage en énergie par pixel du détecteur par rapport à un étalonnage en énergie « global » (paragraphe 5.1), puis les différentes méthodes proposées dans la littérature (paragraphe 5.2) pour réaliser l'étalonnage en énergie. La partie suivante est consacrée à l'installation SOLEX (paragraphe 5.3), sur laquelle une partie de l'étalonnage en énergie a été réalisée. Un descriptif de l'algorithme développé spécifiquement pour réaliser l'étalonnage en énergie par pixel est présenté paragraphe 5.4. L'étalonnage en énergie et l'évaluation des performances spectrométriques des détecteurs Timepix3 Si (paragraphe 5.5 et 5.6) et Timepix3 CdTe (paragraphe 5.7 et 5.8) sont réalisés. Dans la dernière partie, les performances spectrométriques des deux détecteurs sont comparées à celles d'autres systèmes d'imageries existants (paragraphe 5.9).

5.1 Motivations

La mesure du dépôt d'énergie par les photons gamma interagissant dans le détecteur est réalisée à l'aide du mode *Time over Threshold* (ToT), et correspond à la durée passée par les impulsions générées par le préamplificateur de charges au-dessus d'un seuil, dont la valeur est choisie par l'utilisateur. L'objectif de l'étalonnage en énergie est de convertir les valeurs de ToT en valeurs d'énergie. Dans le cadre du développement d'un imageur Compton, il est d'autant plus important d'obtenir cette courbe d'étalonnage puisque le calcul de l'angle de diffusion Compton implique de connaître l'énergie déposée lors des interactions d'intérêt.

Une particule interagissant dans le détecteur va créer une charge : dans le cas d'un photon, il s'agit d'un photoélectron. Le photoélectron ionise la matière générant un nuage de charges. Le nuage de charges créé par l'interaction diffuse et peut être collecté dans plusieurs pixels adjacents, ce qui va former un *cluster* de pixels. Ce phénomène est appelé le partage de charges, et est illustré par la figure 2-14. La charge collectée par chacun des pixels du *cluster* est mesurée avec la méthode ToT. La charge totale déposée correspond à la somme des charges déposées dans chacun des pixels. Un des intérêts de l'étalonnage en énergie est, entre autres, de corriger le décalage des pics vers les grandes valeurs d'énergie quand la taille des *clusters* de pixels augmente. La figure 2-15 illustre ce décalage sur le spectre d'une source d' ^{241}Am mesuré avec un détecteur Timepix avant et après étalonnage en énergie. La figure 2-16 illustre le même type de décalage sur les spectres ToT mesurés avec le détecteur Timepix3 Si (avant étalonnage en énergie) et une source d' ^{241}Am , ce qui souligne au passage le comportement similaire entre les deux générations de puces. La contribution des *clusters* de pixels de taille 1 à 4 est mise en évidence.

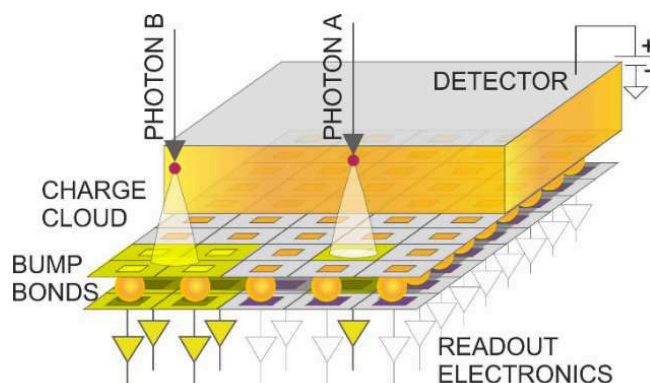


Figure 2-14 : Illustration du phénomène de partage de charges dans un détecteur pixellisé. Si un photon A interagit dans la partie centrale du pixel, toute la charge est collectée par un seul pixel. En revanche, si un photon B interagit à l'intersection de quatre pixels, alors la charge collectée est divisée entre ces quatre pixels (Kryzanowska et al., 2017).

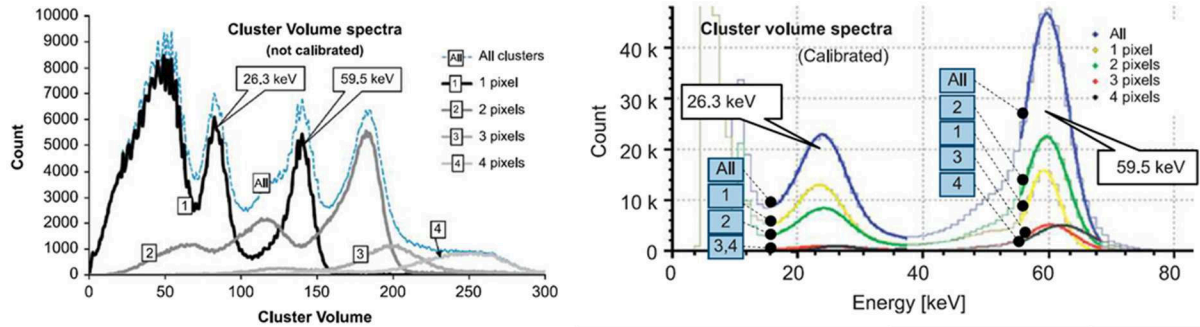


Figure 2-15 : Illustration de l'alignement des spectres avant et après étalonnage mesurés avec un détecteur Timepix hybride à semi-conducteur de silicium d'épaisseur 300 μm (Jakubek et al., 2008). A gauche : les spectres ToT (non étalonnés) pour différentes tailles de clusters de pixels pour une source d' ^{241}Am , les positions des pics ne sont pas alignées. A droite : les spectres en énergie étalonnés pour différentes tailles de clusters de pixels pour une source d' ^{241}Am , les positions des pics sont alignées.

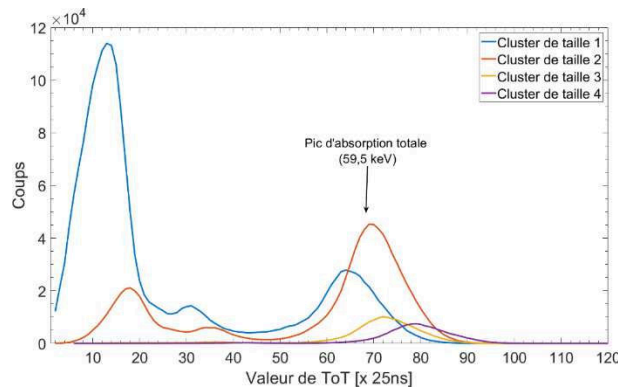


Figure 2-16 : Spectres en valeurs de ToT pour des tailles de clusters de pixels de 1 à 4, mesurés avec le détecteur Timepix3 Si et une source d' ^{241}Am .

Le décalage des pics vers les hautes énergies quand la taille des *clusters* de pixels augmente s'explique par la forme de la courbe d'étalonnage, permettant la conversion des valeurs ToT en énergie. La figure 2-17 illustre la courbe d'étalonnage en énergie d'une puce Timepix et d'une puce Timepix3. La figure 2-18 illustre le phénomène de décalage des pics quand la taille des *clusters* augmente dans le cas d'un dépôt d'énergie de 60 keV (Lemaire, 2015). Sur la figure 2-18, la valeur de ToT correspondant au dépôt de 60 keV dans le cas d'une interaction dans un seul pixel est soulignée en rouge. Dans le cas où le dépôt est réparti entre deux *clusters* de pixels, ici un cas où il y a un dépôt de 20 keV (en vert clair sur la figure 2-18) associé à un dépôt de 40 keV (en vert foncé sur la figure 2-18), la valeur de ToT résultante est supérieure à la valeur de ToT associée au dépôt dans un seul pixel (la longueur des deux segments verts mis bout à bout est supérieure à celle du segment rouge).

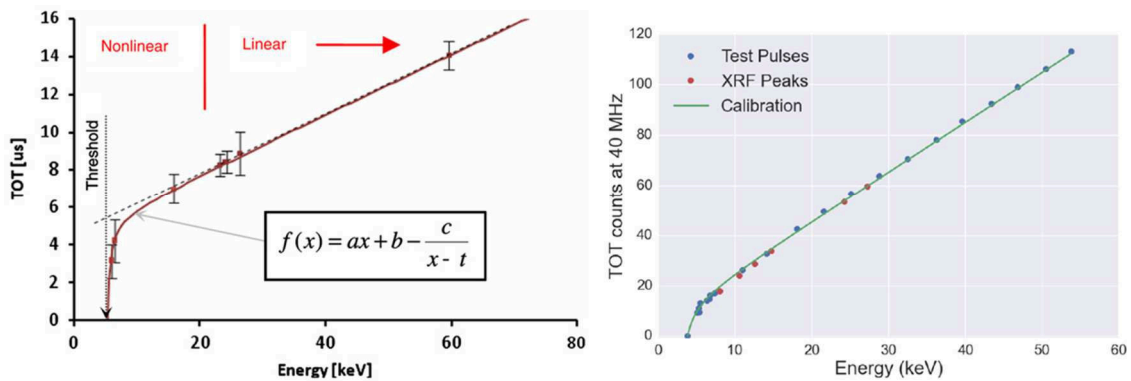


Figure 2-17 : Courbe d'étalonnage de deux puces de comptage Timepix (à gauche) et Timepix3 (à droite), chacune hybridée à un substrat semi-conducteur silicium d'épaisseur 300 μm (Jakubek, 2011; Fröjd, 2015).

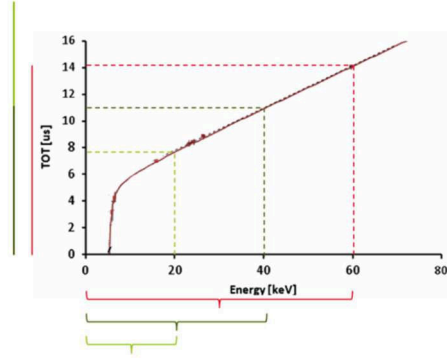


Figure 2-18 : Illustration sur la courbe d'étalonnage en énergie du décalage vers les hautes énergies des pics quand la taille des clusters augmente (Lemaire, 2015). Si un photon dépose une énergie de 60 keV dans un seul pixel (en rouge), la valeur de ToT associée est différente par rapport au cas où il interagit dans plusieurs pixels (en vert clair et vert foncé).

La puce Timepix et la puce Timepix3 utilisent la méthode ToT pour mesurer l'énergie déposée par une particule incidente, et on peut noter que leurs courbes d'étalonnage sont extrêmement similaires (illustrées figure 2-17). La courbe d'étalonnage en énergie se compose d'une partie non-linéaire en basse énergie, suivie d'une partie linéaire, décrite par l'équation (2-2). Dans l'équation (2-2), les termes a et b caractérisent la partie linéaire de la courbe d'étalonnage, et les paramètres c et t définissent la partie non-linéaire. On peut noter que le paramètre t correspond à la valeur d'énergie pour laquelle la courbe d'étalonnage coupe l'axe des abscisses, et définit donc le seuil de détection du détecteur. La courbe d'étalonnage en énergie s'obtient à partir de l'analyse des spectres ToT dans les *clusters* de pixels de taille 1. L'énergie déposée dans un *cluster* de pixels de taille quelconque correspond à la somme des valeurs en énergie de chacun des pixels (elles-mêmes calculées à partir des valeurs ToT de chacun des pixels). La séparation entre la zone linéaire et la zone non-linéaire est dépendante des paramètres du détecteur, ce qui signifie que toute modification des paramètres du détecteur impliquera l'établissement d'une nouvelle courbe d'étalonnage.

$$ToT = a * E + b - \frac{c}{E - t} \quad (2-2)$$

Le détecteur Timepix3 se compose de 65536 pixels, intégrant chacun une chaîne de mesure spectrométrique. Afin d'obtenir une conversion fine nombre de coups ToT/énergie déposée, il est nécessaire de réaliser une courbe d'étalonnage en énergie de ce type pour chacun des 65536 pixels. A titre d'exemple, la figure 2-19 illustre la dispersion des spectres ToT pour 50 pixels du détecteur Timepix3 Si, exposés à une source d' ^{241}Am . Cette figure permet notamment de bien comprendre pourquoi l'étape d'étalonnage en énergie est essentielle au bon fonctionnement du mode spectrométrique du détecteur et *a fortiori* pour l'imagerie Compton.

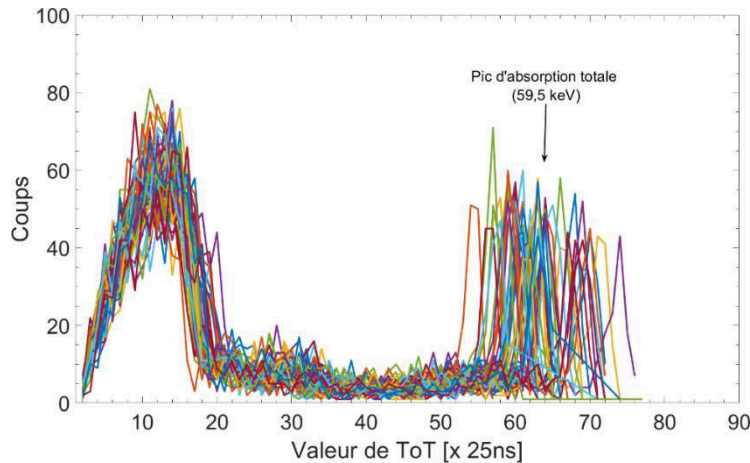


Figure 2-19 : Illustration de 50 spectres ToT par pixel mesurés avec le détecteur Timepix3 Si et une source d' ^{241}Am (50 spectres ToT affichés).

5.2 Méthodes d'étalonnage dans la littérature

La courbe d'étalonnage en énergie peut être obtenue à l'aide de trois méthodes décrites ci-dessous :

La première méthode consiste à générer des impulsions de tests (*Test Pulses*) à l'aide d'un condensateur, et de les injecter directement dans la puce de détection (Turecek *et al.*, 2012). Cependant, les puces disponibles au laboratoire n'ont pas le composant nécessaire, et l'implémentation de ce dernier implique une soudure sur la carte qui pourrait l'endommager. N'ayant à disposition que quelques puces Timepix3, cette méthode ne sera pas choisie car risquée. D'autre part, cette méthode présente l'inconvénient de ne pas prendre en compte les défauts du substrat semi-conducteur puisque les charges sont générées en aval.

La deuxième méthode consiste à utiliser des sources radioactives. Cette méthode est basée sur la mesure du pic d'absorption totale associé à chaque source radioactive après interaction dans le milieu semi-conducteur (Jakubek, 2011). Avec cette méthode, il est éventuellement possible d'utiliser les raies de fluorescence X associées au matériau semi-conducteur, notamment dans le cas du CdTe. Il est cependant nécessaire d'avoir à disposition un panel de sources radioactives suffisamment large.

La troisième méthode consiste à utiliser un faisceau de photons mono-énergétiques produits par un dispositif dédié, qui peut être soit un tube à rayons X, ou bien un faisceau de photons obtenus par diffraction X (Jakubek, 2007; Jakubek *et al.*, 2008).

Quelle que soit la méthode utilisée pour générer les spectres ToT par pixel, il faut s'assurer d'avoir une statistique de comptage suffisante. Pour l'étalonnage des détecteurs Timepix3 Si et CdTe, il a été choisi arbitrairement de ne traiter que les spectres ToT par pixel ayant un minimum de 500 coups. Cette valeur a été choisie comme critère car c'est un bon compromis expérimental entre le temps de mesure et nombre de coups par pixel utilisable pour obtenir un spectre exploitable.

Dans le cas du détecteur Timepix3 Si, il a été choisi de réaliser l'étalonnage en énergie à l'aide de mesures effectuées sur la source de photons X mono-énergétiques accordable SOLEX du Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB au CEA Paris-Saclay), décrite dans le paragraphe 5.3. Ces mesures seront complétées par des mesures sur une source d'²⁴¹Am et de photons X de fluorescence du cadmium.

Concernant l'étalonnage en énergie du détecteur Timepix3 CdTe, une campagne de mesure sur la source SOLEX et des sources du laboratoire a été menée.

5.3 La source X mono-énergétique accordable SOLEX

La source de rayons X monoénergétiques accordable SOLEX (*Source of Low Energy X-Rays*) se situe au Laboratoire National Henri Becquerel du CEA Paris-Saclay.

L'installation SOLEX produit des faisceaux de photons X sur une gamme d'énergie s'étendant de 0,6 keV à 28 keV avec un pouvoir de résolution en énergie de 0,1 % (Ménèsquen *et al.*, 2012). Cette installation se compose d'un tube à rayons X, jouant le rôle de source de photons, associé à un cristal monochromateur qui permet une sélection en énergie des photons X. La sélection en énergie est opérée par le cristal et suit la loi de Bragg, décrite par l'équation (2-3). Une représentation schématique et une vue du dessus de l'installation SOLEX sont illustrées figure 2-20.

$$n * \lambda = 2 * d_{hkl} * (1 - T) * \sin(\theta) \quad (2-3)$$

avec d_{hkl} la distance interréticulaire du cristal, n l'ordre de réflexion, λ la longueur d'onde du photon X, T un terme de correction dû à l'indice de réflexion, et θ l'angle d'émission, aussi appelé angle de Bragg.

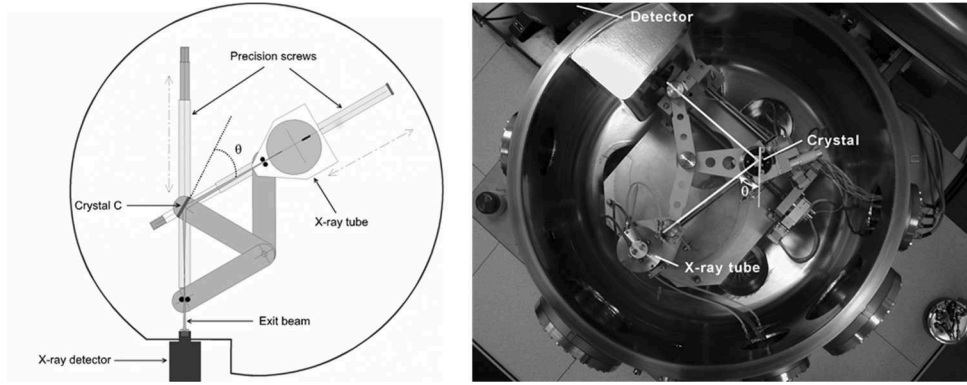


Figure 2-20 : Illustration de l'installation SOLEX (Bonnelle et al., 2004). A gauche, représentation schématique du dispositif expérimental SOLEX, avec θ l'angle de Bragg. A droite, vue de dessus du dispositif SOLEX.

5.4 Analyse des spectres ToT par pixel

La première étape de l'étalonnage en énergie par pixel consiste à identifier les événements n'interagissant que dans un seul pixel. A noter que cette étape est facilitée (par rapport à l'équivalent avec le détecteur Timepix, où ce sont des *frames* qui sont enregistrées) par le détecteur Timepix3 qui permet la mesure simultanée du ToT et du ToA. La résolution temporelle du ToA peut supporter des flux allant jusqu'à 40 Mhit/cm²/s, alors qu'en mode *frame based* la valeur maximale de flux est limitée par la durée de la *frame*.

La deuxième étape consiste à déterminer la valeur de ToT correspondant à la valeur d'énergie étudiée. La courbe d'étalonnage se composant d'une partie linéaire et d'une partie non linéaire, deux cas sont à considérer lors de la détermination des valeurs ToT.

Le premier cas concerne la partie linéaire de la courbe d'étalonnage (pour des valeurs d'énergie supérieures à la dizaine de keV) pour laquelle le pic d'absorption totale en valeurs ToT aura une forme gaussienne. Dans ce cas, la valeur ToT correspond à la moyenne de l'ajustement gaussien du pic identifié sur le spectre ToT. Le second cas concerne la partie non-linéaire de la courbe d'étalonnage pour laquelle le pic en valeurs ToT est déformé. La figure 2-21 illustre l'erreur systématique introduite par l'utilisation d'un ajustement se composant d'une seule gaussienne sur des mesures ToT obtenues avec le détecteur Timepix.

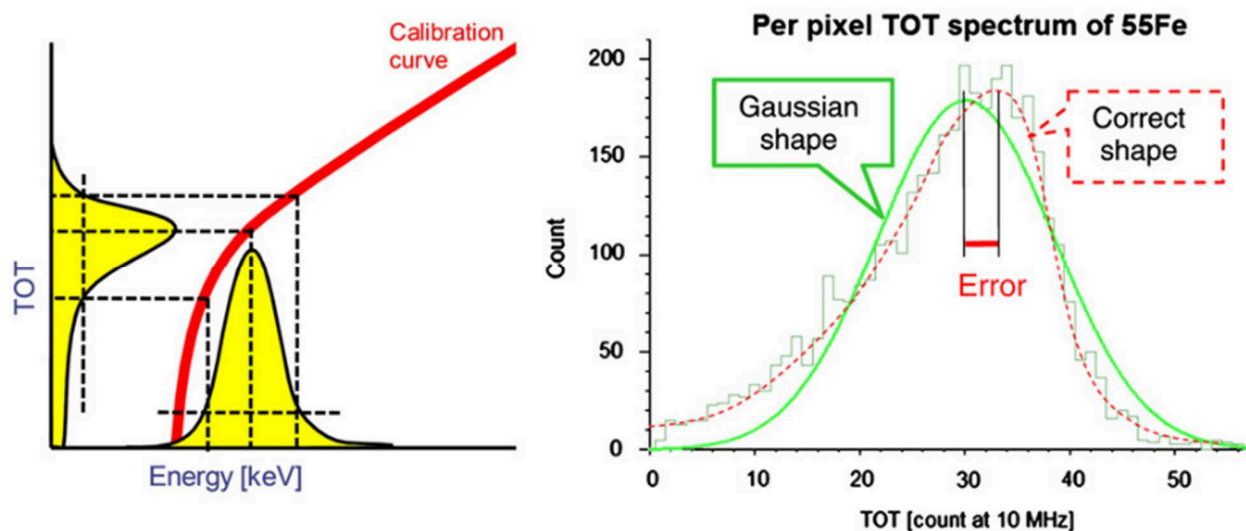


Figure 2-21 : A gauche, illustration de la déformation des spectres ToT dans la partie non-linéaire de la courbe d'étalonnage en énergie. A droite, un spectre ToT mesuré sur une source de ⁵⁵Fe (émetteur de photon X de 5,9 keV), l'ajustement gaussien donne une erreur systématique (Jakubek, 2011).

Une méthode permettant de s'affranchir de cette erreur systématique est proposée dans (Jakubek, 2011) et permet d'estimer les paramètres a , b , c , et t de la courbe d'étalonnage en énergie donnée par l'équation (2-2). Les paramètres a et b correspondent à la partie linéaire et sont obtenus à l'aide de photons de « hautes énergies » telles que la raie gamma de l' ^{241}Am à 59,5 keV, le photon X de fluorescence de la raie K-alpha 1 du cadmium à 23,17 keV, ou encore le photon X de fluorescence de la raie K-alpha 1 de l'étain à 25,3 keV. Une fois les paramètres a et b estimés, les paramètres c et t sont obtenus à l'aide d'une mesure avec des photons de « basses énergies », tels que les photons X produits par une source de ^{55}Fe à 5,9 keV. L'énergie du photon X de la source de ^{55}Fe se situe dans la partie « coude » de la courbe d'étalonnage, le pic d'absorption totale dans le spectre ToT est donc déformé. C'est cette déformation qui permet d'estimer les paramètres c et t .

L'étalonnage en énergie étant réalisé pour chacun des 65536 pixels des détecteurs Timepix3, un algorithme dédié a été spécifiquement développé sur MATLAB pendant ces travaux de recherche. Cet algorithme permet une identification des spectres ToT par pixel, une identification des pics d'intérêt dans les spectres ToT, ainsi qu'une estimation des paramètres de la courbe d'étalonnage pour chacun des pixels au moyen de la méthode décrite dans (Jakubek, 2011).

5.5 Etalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si

L'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si est obtenu au moyen de mesures sur l'installation SOLEX, auxquelles sont ajoutées une mesure sur une source ^{241}Am (59,5 keV) et une mesure à 23,17 keV (photons de fluorescence X de la raie $K_{\alpha 1}$ du cadmium). Un étalonnage en énergie dit « global » est aussi réalisé à titre comparatif. L'étalonnage « global » est obtenu directement à partir des spectres ToT dans les *clusters* de pixels de taille 1. Il est déterminé à partir de la réponse globale du détecteur et non pour chacun des pixels. L'ensemble des mesures pour déterminer l'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si est réalisé par des irradiations par la face avant du détecteur, comme illustré sur la figure 2-22.

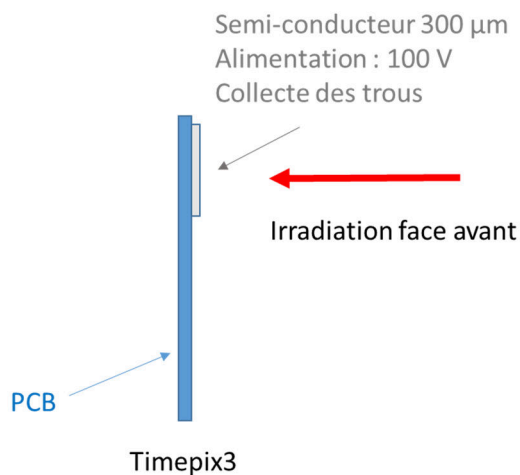


Figure 2-22 : Représentation schématique de l'irradiation face avant.

Les énergies et origines des photons utilisés pour évaluer la courbe d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si sont rappelées dans le tableau 2-2. Les photons de fluorescence X du cadmium sont obtenus à l'aide d'un générateur X et d'un écran de cadmium. Le dispositif permettant d'obtenir les photons de fluorescence X du cadmium est illustré sur figure 2-23, et se compose d'un générateur X et d'un écran de cadmium d'épaisseur 2 mm. En reprenant la méthode décrite dans (Jakubek, 2011), les paramètres a et b sont estimés à l'aide des mesures ToT réalisées pour des photons d'énergies supérieures à 10 keV, quant aux paramètres c et t ils sont estimés à partir des mesures ToT sur les photons X d'énergies 6 et 8 keV.

Tableau 2-2 : Liste des origines et énergies des photons utilisés pour l'étalonnage en énergie du détecteur Timepix3 Si.

Origine des photons	Energie [keV]
SOLEX	6 ; 8 ; 10 ; 14
Photon de fluorescence X de la raie $K_{\alpha 1}$ du cadmium	23,2
^{241}Am	59,5

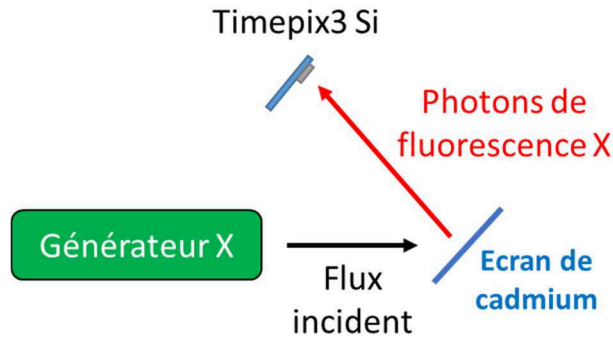


Figure 2-23 : Dispositif expérimental de mesure des photons de fluorescence X du cadmium avec Timepix3 Si.

La distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si est illustrée par la figure 2-24. Elle représente l'histogramme bidimensionnel décrivant l'évolution pour chacun des pixels de la valeur de ToT en fonction de l'énergie. L'échelle de couleur correspond à la densité de pixels, plus la couleur se rapproche du rouge plus les courbes d'étalonnage en énergie sont similaires, et plus la couleur tend vers le bleu ; plus les courbes d'étalonnage en énergie sont dispersées. L'allure des courbes d'étalonnage est similaire à celle proposée par la littérature : elle se compose bien d'une partie linéaire et d'une partie non-linéaire. Les distributions par pixel des paramètres a , b , c , et t des courbes d'étalonnage en énergie par pixel ((2-2) sont illustrées sur la figure 2-25. Le seuil de détection global de la puce Timepix3 Si peut être estimé à partir de la distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel (illustrée figure 2-24) et se situe aux alentours de 5 keV.

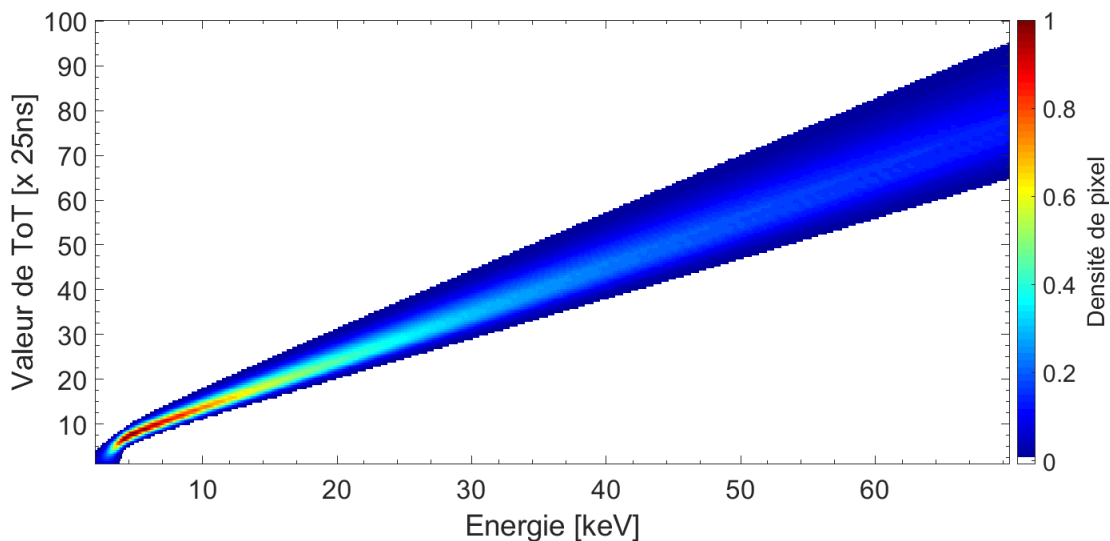


Figure 2-24 : Histogramme bidimensionnel représentant la distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si.

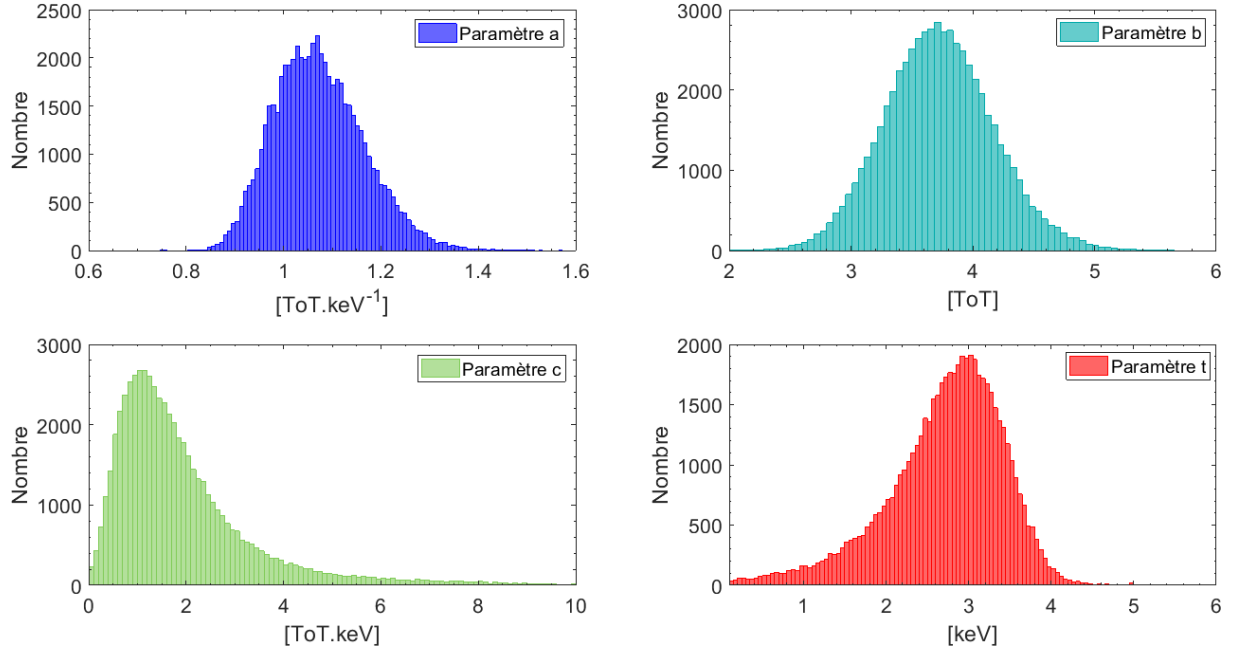


Figure 2-25 : Distribution des valeurs des paramètres a , b , c et t de la courbe d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si.

La figure 2-26 illustre l'impact de l'étalonnage sur les spectres pour des tailles de *clusters* de 1 à 4 (pour des tailles supérieures, le spectre en valeurs de ToT ne présente pas le pic d'intérêt) avant et après étalonnage en énergie pour le détecteur Timepix3 Si. Sur la figure 2-26, les spectres sont mesurés avec une source d' ^{241}Am , d'activité 74 MBq, placée à 20 cm en face du détecteur. La durée de l'acquisition est de dix minutes. Afin d'évaluer le gain apporté par l'étalonnage en énergie par pixel, l'alignement des spectres est évalué au moyen de l'équation (2-4). Les valeurs d'alignement sont exprimées en [keV] ou en [ToT] suivant le spectre considéré. Plus la valeur d'alignement est proche de 0, plus les pics considérés sont centrés autour de la même valeur. La valeur d'alignement est évaluée par rapport au centroïde du pic associé à l'absorption totale du photon gamma de l' ^{241}Am à 59,5 keV dans les spectres associés aux *clusters* de taille 1. L'alignement dans le cas du spectre en valeurs de ToT correspond à 8 % de la valeur du centroïde du pic associé au *cluster* de taille 1, et il correspond à 0,1 % sur le spectre en énergie. Il y a donc un gain d'un facteur 80 apporté par l'étalonnage en énergie par pixel sur l'alignement des spectres par taille de *cluster*.

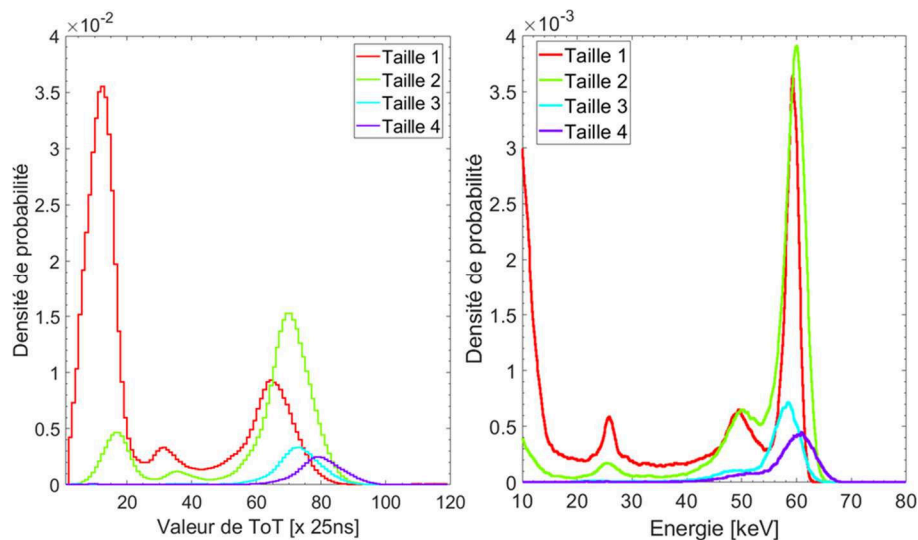


Figure 2-26 : Spectres par taille de *clusters* de pixels du détecteur Timepix3 Si : à gauche, le spectre en valeur ToT, à droite, le spectre étalonné en énergie.

$$\text{alignement} = \sum_i \frac{(\mu_i - \mu_1)^2}{\mu_1} \quad (2-4)$$

avec μ_i la position du centroïde du pic associé au cluster de taille i

L'étalonnage en énergie par pixel a aussi pour objectif de recentrer les spectres en énergie pour chacun des pixels autour d'une même valeur. La figure 2-27 montre les spectres de 100 pixels mesurés avec le détecteur Timepix3 Si avant et après étalonnage en énergie d'une source d' ^{241}Am d'activité 18 GBq placée à 50 cm du détecteur pour une durée de trois heures. Afin d'évaluer le gain apporté par l'étalonnage en énergie, il a été choisi d'évaluer l'écart-type de la distribution des centroïdes des pics d'absorption totale (à 59,5 keV) de l'ensemble des spectres des pixels avant et après étalonnage en énergie. Avant étalonnage, la distribution des centroïdes a une moyenne de 66,08 ToT et un pouvoir de résolution en ToT de 8,9 %, après étalonnage la moyenne des centroïdes est de 59,47 keV pour un pouvoir de résolution de 0,005 %. L'étalonnage en énergie par pixel permet un gain d'un facteur 1779, quant à l'alignement des pics d'absorption totale sur les spectres par pixel étalonnés en énergie.

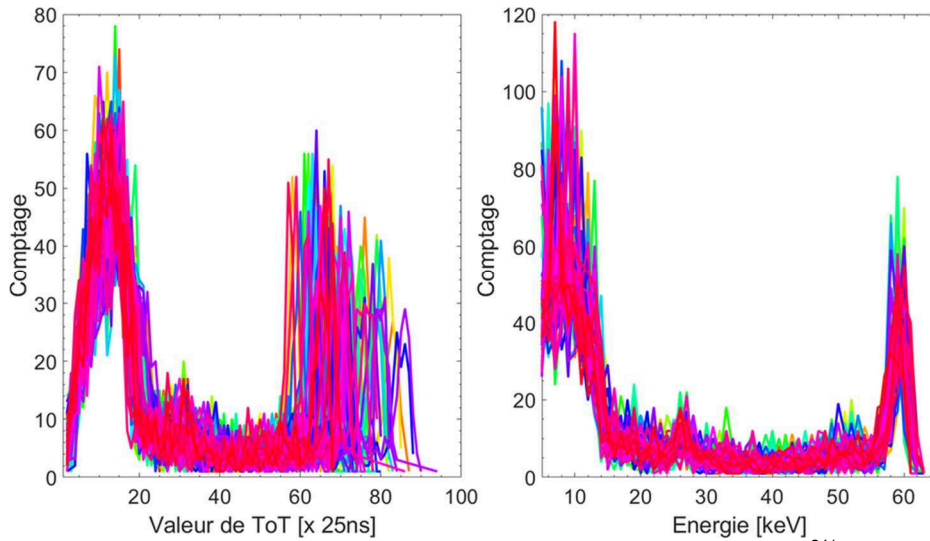


Figure 2-27 : Spectres par pixel (100 spectres affichés) mesurés avec une source d' ^{241}Am et le détecteur Timepix3 Si. À gauche les spectres ToT par pixel, à droite, les spectres par pixel étalonnés en énergie.

La figure 2-28 montre les spectres ToT et les spectres étalonnés en énergie pour une source d' ^{241}Am électro-déposée d'activité 1 MBq positionnée à 20 cm du détecteur Timepix3 Si, la durée de la mesure est d'une heure. Sur figure 2-28, les pics d'absorption totale sont identifiés. Les termes μ et FWHM correspondent respectivement à la valeur moyenne en énergie et à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. La largeur à mi-hauteur est calculée à partir de l'équation (2-5). La conversion en énergie permet d'identifier le pic d'absorption totale du photon gamma d'énergie 59,5 keV caractéristique de l' ^{241}Am , mais aussi le pic d'absorption totale du photon gamma du ^{237}Np (produit de la décroissance alpha de l' ^{241}Am) à 26,34 keV. L'étalonnage en énergie par pixel permet aussi d'identifier les raies L des photons X les plus intenses du ^{237}Np à 13,8 keV et 17,9 keV (Rodrigues *et al.*, 2016).

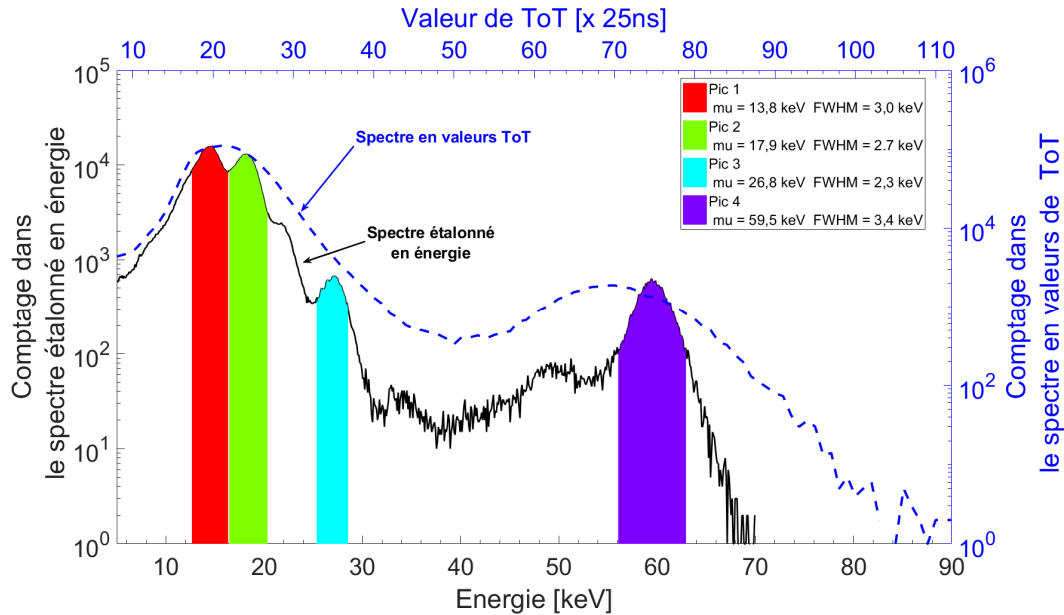


Figure 2-28 : Spectre ToT (pointillés bleu) et étalonné en énergie (trait plein noir) d'une source ^{241}Am électro-déposée d'activité avec le détecteur Timepix3 Si. Les termes μ et FWHM correspondent respectivement à la valeur moyenne en énergie et à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. L'activité de la source est de 1 MBq, la durée d'exposition est d'une heure, et la distance d'un mètre.

$$FWHM = 2 * \sqrt{2 * \ln(2)} * \sigma \quad (2-5)$$

avec σ l'écart-type.

Les figures 2-29 et 2-30 illustrent la différence entre l'étalonnage en énergie par pixel et l'étalonnage en énergie « global » pour le détecteur Timepix3 Si. Sur la figure 2-29, les spectres en énergies (calculés avec les deux étalonnages cités plus haut) mesurés sur une source d' ^{241}Am électro-déposée²³ sont présentés. L'étalonnage en énergie « global » ne permet pas d'identifier et de séparer les raies L des photons X du ^{237}Np . La figure 2-30 montrent les résultats obtenus pour une mesure sur une source d' ^{241}Am encapsulée d'activité 74 MBq positionnée à 30 cm du détecteur Timepix3 Si, la durée d'acquisition est de 30 minutes. La capsule joue le rôle d'atténuateur pour les photons des basses énergies. Les photons émis par cette source d' ^{241}Am sont les photons gamma du ^{237}Np à 26,34 keV et les photons gamma de ^{241}Am à 59,5 keV. L'étalonnage global en énergie permet d'identifier le pic d'absorption totale à 59,5 keV avec un pouvoir de résolution en énergie de l'ordre de 24 %. Une valeur similaire a été obtenue dans (Lemaire, 2015) pour un détecteur Timepix hybridé à un semi-conducteur de tellurure de cadmium d'épaisseur 1 mm, et dont les pixels mesurent 55 μm de côté. Le spectre en énergie obtenu avec l'étalonnage en énergie par pixel permet d'identifier le pic d'absorption totale du photon gamma du ^{237}Np à 26,34 keV avec une résolution en énergie de l'ordre de 2,3 keV, ainsi que le pic d'absorption totale du photon gamma de ^{241}Am à 59,5 keV avec une résolution en énergie de l'ordre de 3,4 keV. Un troisième pic à 48 keV est identifiable, cette énergie correspond à l'énergie du photon gamma de ^{241}Am (à 59,5 keV) rétrodiffusé.

L'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si est réalisé, et la forme de la courbe d'étalonnage par pixel obtenue est similaire à celle présentée dans la littérature. D'autre part, l'étalonnage en énergie calculé permet d'évaluer le seuil de détection du détecteur Timepix3 Si à 5 keV, qui est proche de la valeur de 4,8 keV donnée dans (Frojd et al., 2015) obtenu avec un détecteur Timepix3 similaire. Un étalonnage en énergie « global » a aussi été réalisé à titre comparatif. L'étalonnage en énergie est réalisé sur la réponse globale de la matrice de détection et non plus pour chacun des pixels. La démarche pour obtenir cet étalonnage est identique à celle pour obtenir l'étalonnage en énergie par pixel. L'étalonnage en énergie « global » possède un avantage non

²³ Contrairement aux sources radioactives encapsulées pour lesquelles certaines énergies émises par le radioélément sont stoppées dans la capsule, toutes les énergies émises par le radioélément peuvent parvenir au détecteur dans le cas d'une source électro-déposée (en négligeant les interactions dans l'air).

négligeable par rapport à l'étalonnage en énergie par pixel, lié à sa rapidité de mise en œuvre. L'étalonnage en énergie « global » pour le détecteur Timepix3 Si a été obtenu en une demi-journée de mesure. Le traitement des données quant à lui est relativement simplifié (par rapport à l'étalonnage en énergie par pixel), puisqu'il a fallu analyser six spectres en énergies et identifier les pics d'intérêt. A titre comparatif, l'étalonnage en énergie par pixel a nécessité deux semaines de mesures sur l'installation SOLEX, complétées par une semaine de mesures additionnelle au laboratoire, auxquelles s'ajoutent le temps de développement de l'algorithme permettant l'évaluation de la courbe d'étalonnage en énergie pour chacun des pixels.

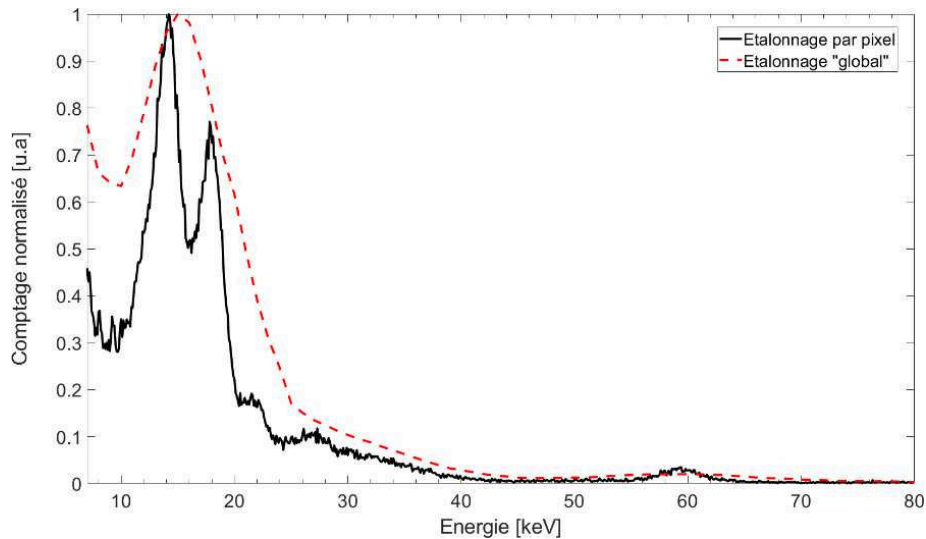


Figure 2-29 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 Si sur une source d' ^{241}Am électro-déposée calculés avec l'étalonnage en énergie par pixel (courbe en trait plein noire) et l'étalonnage en énergie « global » (courbe en pointillée rouge).

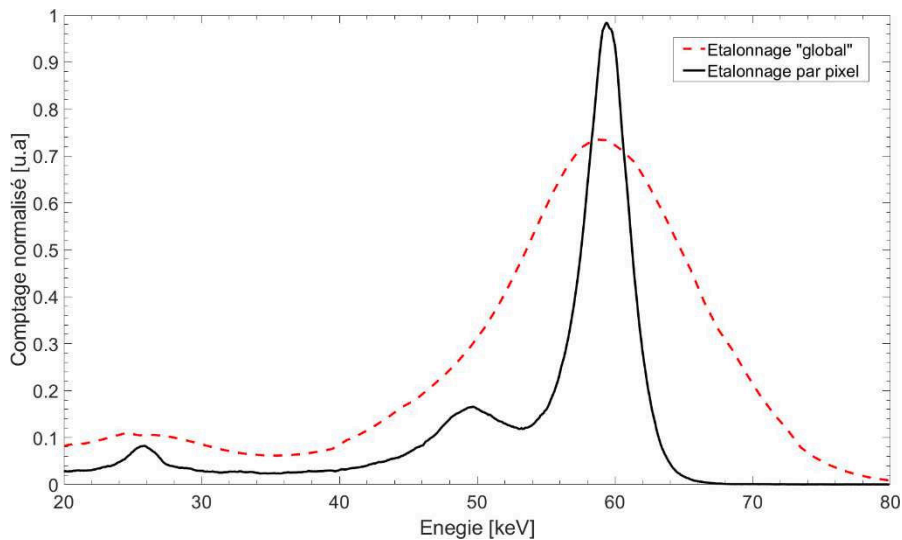


Figure 2-30 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 Si sur une source d' ^{241}Am encapsulée avec l'étalonnage en énergie par pixel (courbe en trait plein noire) et avec l'étalonnage en énergie « global » (courbe en pointillée rouge).

5.6 Evaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 Si

L'imagerie Compton repose en partie sur l'utilisation de l'angle de diffusion Compton, qui lui-même est calculé à partir de l'énergie mesurée dans le diffuseur. L'incertitude associée à l'angle de diffusion Compton est directement liée aux incertitudes associées aux énergies mesurées dans l'absorbeur et dans le diffuseur. Il est donc nécessaire d'évaluer les performances spectrométriques du détecteur.

Afin d'estimer les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 Si, des mesures complémentaires ont été réalisées à l'aide de sources radioactives du laboratoire, mais aussi sur l'installation SOLEX. Les énergies des photons ainsi que leurs origines sont listées dans le tableau 2-3. Il a été choisi d'utiliser deux critères pour évaluer les performances spectrométriques de Timepix3 Si. Le premier critère étudié est un aspect régulièrement étudié dans le domaine de la spectrométrie gamma, et concerne l'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie (Knoll, 2000). Le second critère choisi est la justesse de la mesure, c'est-à-dire l'écart entre la valeur mesurée et la valeur réelle. La valeur mesurée correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré. Dans le cas des mesures sur les sources radioactives du laboratoire, les valeurs réelles en énergie sont extraites des tables de la littérature. Dans le cas des mesures sur l'installation SOLEX, les valeurs réelles correspondent à la valeur moyenne en énergie du faisceau de photons X incident.

Tableau 2-3 : Sources radioactives et leurs énergies principales (Laraweb, 2016) utilisées pour l'évaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 Si.

Origine des photons	Energie [keV]
SOLEX	8; 9; 10; 12; 14
⁵⁷ Co	6,4; 14,4 ; 122,1
¹³³ Ba	81
²⁴¹ Am	26,82; 59,5
¹⁵² Eu	40

5.6.1 Evolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 Si

Le pouvoir de résolution à une énergie d'un détecteur est défini comme le rapport entre la résolution en énergie et la valeur en énergie considérée. La résolution en énergie est obtenue à une énergie donnée, et représente la largeur du pic centré sur la valeur en énergie considérée.

Pour les résultats présentés, nous faisons l'hypothèse que les distributions en énergie dans les pics considérés sont gaussiennes (Knoll, 2000). Cette hypothèse n'est pas toujours vraie, notamment lorsque l'énergie des photons incidents diminue. Il apparaît alors sur le pic d'absorption totale une « traîne » (*tail* en anglais) qui déforme le pic (Knoll, 2000). Cette déformation est due à une perte de charges dans la collecte du signal. Cette dernière est prise en compte dans l'ajustement des différents pics par l'ajout d'un bruit de fond exponentiel. L'hypothèse de la distribution gaussienne permet d'exprimer le pouvoir de résolution tel que donné par l'équation (2-6), où le terme ΔE correspond à la largeur à mi-hauteur du pic calculée à partir de l'écart-type de la distribution en énergie.

Un exemple d'ajustement sur un pic d'absorption totale est illustré figure 2-31. La figure 2-31 présente le spectre en énergie mesuré sur une source d'²⁴¹Am avec le détecteur Timepix3 Si. Un ajustement gaussien, couplé à un bruit de fond exponentiel, est utilisé pour ajuster le pic d'intérêt qui se situe à une énergie de 59,5 keV. Les paramètres de l'ajustement gaussien permettent de déterminer la valeur moyenne, ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption totale. Sur la figure 2-31, la valeur moyenne en énergie du pic correspond au terme μ , et la largeur à mi-hauteur est notée FWHM (*Full Width at Half Maximum*). La valeur moyenne du pic d'absorption totale est de 59,54 keV, ce qui est en accord avec l'énergie du photon gamma de l'²⁴¹Am (59,5 keV). La largeur à mi-hauteur est de 3,97 keV. On peut noter que la valeur de largeur à mi-hauteur présentée ici est supérieure à celle calculée sur la figure 2-28 qui est de 3,4 keV. Cependant le nombre de coups dans le pic d'absorption totale du spectre

de la figure 2-28 (environ 25000) est bien inférieur à celui de la figure 2-31 (environ 6 millions). Une hypothèse avancée pour expliquer cette différence de comportement concerne une variation de la température de la chaîne de mesure (Timepix3 Si, électronique de lecture) entre les deux mesures. C'est la valeur de 3,4 keV qui est retenue.

$$P_r(E) = \frac{\Delta E}{E} [\%] \quad (2-6)$$

avec ΔE la largeur à mi-hauteur du pic d'énergie moyenne E .

Dans la littérature, il y a peu de points de comparaison avec un détecteur Timepix3 Si qui permettraient de positionner la qualité de l'étalonnage en énergie obtenu. Dans la littérature, deux valeurs de résolution en énergie à 59,5 keV avec un détecteur Timepix3 Si similaire (d'épaisseur 300 μm et une alimentation de 100 V) sont mentionnées. Une résolution en énergie de 4,04 keV est proposée dans (Frojd *et al.*, 2015), et une valeur de 3,92 keV est présentée dans (Turecek, 2019).

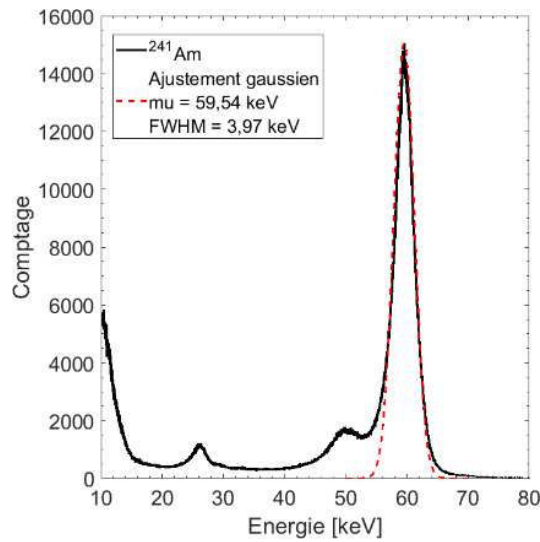


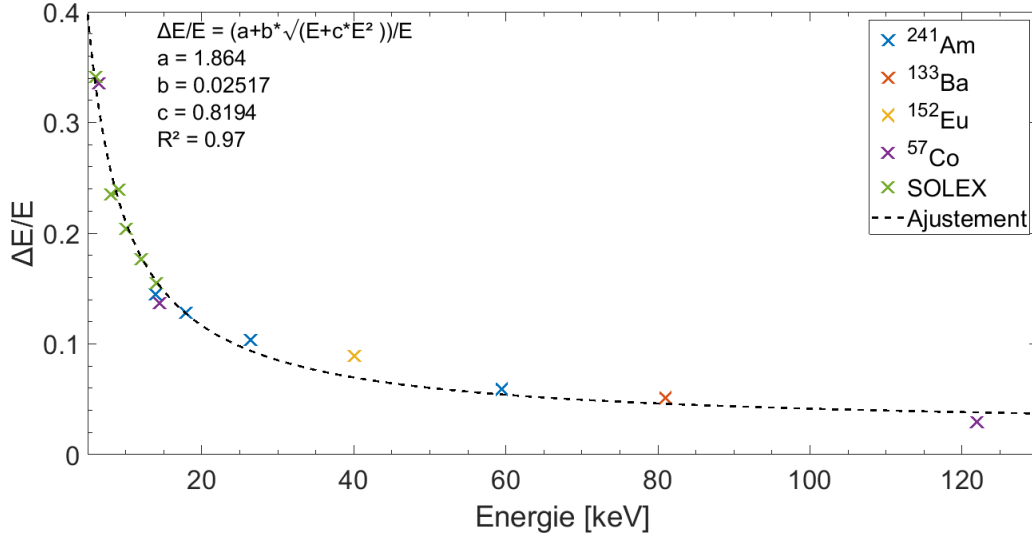
Figure 2-31 : Spectre en énergie mesuré d'une source d' ^{241}Am avec le détecteur Timepix3 Si. Le terme μ correspond à la valeur moyenne de l'ajustement gaussien du pic d'absorption totale, et le terme FWHM à la largeur à mi-hauteur.

La figure 2-32 montre l'évolution du pouvoir de résolution en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 Si, pour les mesures citées dans le tableau 2-3. Dans la littérature, le pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie est habituellement ajusté par l'équation (2-7) (Knoll, 2000). Les données mesurées sont ajustées avec la fonction décrite par l'équation (2-7) avec un coefficient de détermination²⁴ $R^2 = 0,97$. Cette valeur est suffisamment proche de 1 pour être satisfaisante. Ce sont donc les paramètres a , b , et c présentés sur la figure 2-32 qui seront utilisés pour décrire l'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 Si dans les simulations Monte-Carlo (chapitres 3 et 4).

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(a + b * \sqrt{E} + c * E^2)}{E} \quad (2-7)$$

avec E l'énergie, et ΔE la largeur à mi-hauteur.

²⁴ Le coefficient de détermination R^2 (correspondant au carré du coefficient de corrélation R) est un indicateur qui permet d'évaluer la qualité d'un ajustement (Draper *et al.*, 1998). Il mesure l'adéquation entre le modèle utilisé et les données observées. Sa valeur varie entre 0 et 1, plus la valeur est proche de 1, plus la prédiction et les données observées sont en adéquation.



Les paramètres a , b , et c , déterminés à partir de l'ajustement sur les données présentées figure 2-32, caractérisent la réponse du détecteur, et permettent de prendre en compte ces caractéristiques dans les simulations Monte-Carlo. Les paramètres a , b , et c décrivent notamment les fluctuations sur la production de charges dans le substrat semi-conducteur (Knoll, 2000). Dans les simulations Monte-Carlo reposant sur le code MCNPX, la carte « *Special Treatments for Tallies* » permet de prendre en compte ces fluctuations par le traitement « *Gaussian Energy Broadening* » (appelé fonction GEB) (Pelowitz *et al.*, 2005). La fonction GEB introduit un élargissement gaussien des pics en énergie par échantillonnage de l'énergie avec la fonction décrite par l'équation (2-8).

$$f(E) = C * e^{-((E-E_0)/A)^2} \quad (2-8)$$

avec E l'énergie à laquelle est calculée l'élargissement, E_0 l'énergie calculée par le tally²⁵, C la constante de normalisation, et A la largeur de la fonction gaussienne.

La largeur de la fonction gaussienne A est calculée à partir de la largeur à mi-hauteur (FWHM), telle que décrite par l'équation (2-9).

$$A = \frac{FWHM}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (2-9)$$

La figure 2-33 montre les spectres en énergie obtenus par simulation Monte-Carlo d'une source d'²⁴¹Am et d'un détecteur silicium d'épaisseur 300 μm, avec et sans traitement GEB. La simulation est réalisée au moyen du code MCNPX. Les spectres en énergie sont obtenus à l'aide de la carte « *tally F8* »²⁶, et les paramètres de la fonction GEB sont ceux déterminés par l'ajustement des données expérimentales présentées sur la figure 2-32. Le détecteur est simulé par un volume de silicium pixellisé, dont les dimensions sont identiques à celles du substrat semi-conducteur silicium du détecteur Timepix3 Si : une surface totale de 1,4×1,4 cm², une épaisseur de 300 μm, et un pas de pixellisation de 55 μm. Le terme source est quant à lui décrit par les raies caractéristiques tabulées d'une source d'²⁴¹Am. En l'absence de traitement GEB, chaque pic de la source d'²⁴¹Am est distinct et a la forme d'une fonction de Dirac. En revanche, après traitement GEB, les pics identifiables sont identiques à ceux du spectre en énergie mesuré (illustrés figure 2-30). D'un point de vue qualitatif, le spectre simulé avec le traitement GEB et le spectre mesuré de la source électro-déposée d'²⁴¹Am sont similaires.

²⁵ Le terme « *tally* » désigne l'évaluation d'une grandeur (énergie, flux, impulsions, etc.) dans la syntaxe du code de simulation Monte-Carlo MCNPX.

²⁶ Le « *tally F8* » permet d'obtenir un spectre en énergie déposée dans une cellule, il exprime un nombre d'occurrence en fonction de l'énergie déposée.

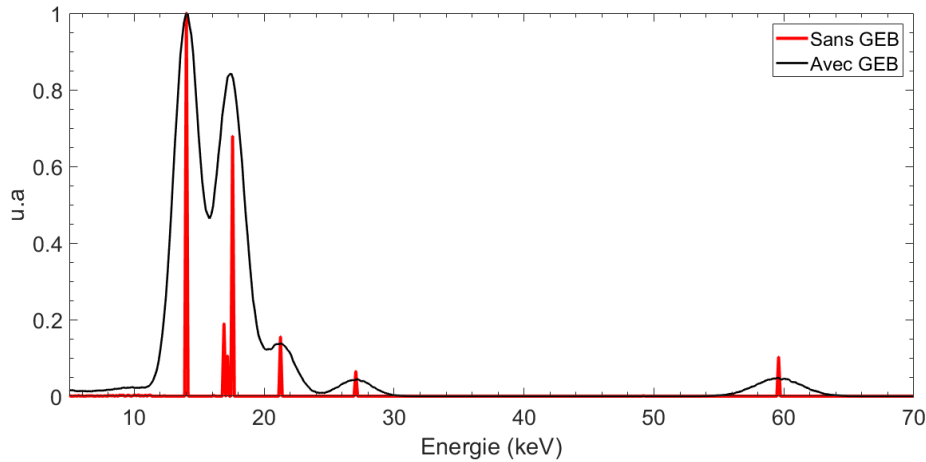


Figure 2-33 : Spectres en énergie normalisés d'une source d' ^{241}Am et un volume de détection de dimensions identiques au substrat semi-conducteur du détecteur Timepix3 Si, sans traitement GEB (spectre rouge) et avec traitement GEB (spectre noir). Les spectres en énergies sont obtenus par simulations Monte-Carlo.

5.6.2 Evaluation de la justesse des énergies mesurées avec le détecteur Timepix3 Si

Dans cette partie, l'objectif est de vérifier la justesse des mesures en énergie. Autrement dit, l'objectif est de quantifier l'écart entre les énergies mesurées avec le détecteur Timepix3 Si et les énergies réelles des photons mesurés. Cet écart est quantifié au moyen de l'erreur relative définie par la valeur absolue de la différence entre l'énergie mesurée et l'énergie tabulée, rapportée à l'énergie tabulée, telle que définie par l'équation (2-10).

$$\varepsilon [\%] = \frac{|E_{\text{tabulée}} - E_{\text{mesurée}}|}{E_{\text{tabulée}}} * 100 \quad (2-10)$$

avec $E_{\text{tabulée}}$ l'énergie réelle, et $E_{\text{mesurée}}$ l'énergie mesurée.

L'évolution en fonction de l'énergie de l'écart relatif entre l'énergie mesurée et l'énergie réelle est qualifiée sur l'ensemble des mesures décrites dans le tableau 2-3. Les résultats sont présentés sur la figure 2-34. L'erreur relative entre l'énergie tabulée et l'énergie mesurée pour le détecteur Timepix3 Si est comprise entre 3,5 % et 0,6% sur la gamme d'énergie de 6 keV à 20 keV. Dans l'industrie nucléaire, la gamme d'énergie inférieure à 20 keV ne présente pas une gamme d'énergie d'intérêt. Quant aux photons d'énergie supérieure à 20 keV, l'erreur relative est inférieure à 0,5 %.

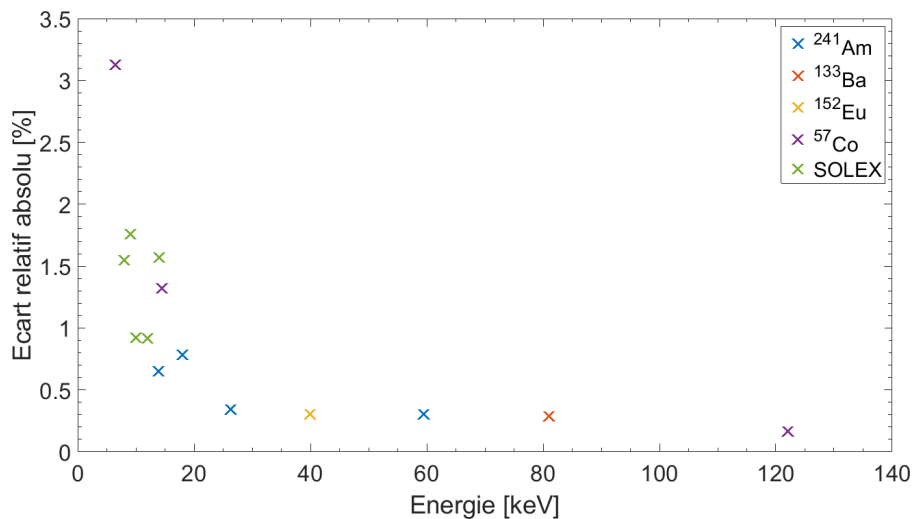


Figure 2-34 : Erreur relative entre les énergies tabulées (Laraweb, 2016) et les énergies mesurées pour le détecteur Timepix3 Si.

5.7 Etalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe

Concernant l'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe, il a été choisi d'appliquer la même démarche que celle utilisée pour le détecteur Timepix3 Si (paragraphe 5.5). Dans un premier temps, la partie linéaire de la courbe d'étalonnage par pixel est déterminée par le biais d'une mesure avec des photons d'énergies supérieures à la quinzaine de keV (valeur choisie arbitrairement). Dans un second temps, la partie non linéaire de la courbe d'étalonnage est calculée à partir de la déformation des spectres ToT dans le domaine d'énergie associé.

Un premier étalonnage en énergie a été obtenu en irradiant le détecteur Timepix3 CdTe par la face avant, tel qu'illustré figure 2-35. Cependant, l'étalonnage obtenu n'est pas satisfaisant puisqu'il ne permet pas d'obtenir les spectres calibrés en énergie attendus. Les résultats de ce premier étalonnage en énergie sont présentés dans le paragraphe 5.7.1. Il a ensuite été décidé de réaliser un second étalonnage en énergie en irradiant le détecteur par la face arrière. Le second étalonnage en énergie, dont les résultats sont présentés dans la partie 5.7.2, s'est avéré satisfaisant. Dans la suite du mémoire, afin d'alléger l'écriture, les termes « par face avant » et « par face arrière » désigneront les sens d'irradiation du détecteur Timepix3 CdTe. Il est rappelé, que pour le détecteur Timepix3 Si, l'étalonnage en énergie par pixel obtenu par face avant est tout à fait satisfaisant (paragraphe 5.5).

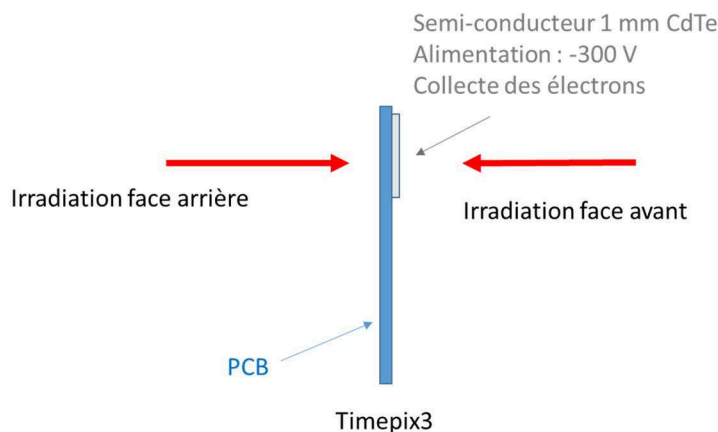


Figure 2-35 : Représentation schématique des irradiations face avant et face arrière avec le détecteur Timepix3 CdTe.

5.7.1 Etalonnage en énergie par pixel par irradiation face avant

Le premier étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe a été obtenu en irradiant le détecteur par la face avant. La première étape consiste à déterminer la partie linéaire de la courbe d'étalonnage en énergie, caractérisée par les paramètres a et b (équation (2-2)). Les énergies et origines des photons utilisés pour calculer la partie linéaire de la courbe d'étalonnage sont listées dans le tableau 2-4.

Tableau 2-4 : Origines et énergies des photons utilisées pour l'étalonnage en énergie par face avant du détecteur Timepix3 CdTe.

Origine des photons	Energie [keV]
Photon de fluorescence X de la raie $K_{\alpha 1}$ du molybdène	17,5
Photon de fluorescence X de la raie $K_{\alpha 1}$ du cadmium	23,2
^{137}Cs	32
^{241}Am	59,5

Les distributions des paramètres a et b des courbes d'étalonnage en énergie par pixel, pour le détecteur Timepix3 CdTe, calculées à partir de mesures d'irradiation par face avant, sont illustrées figure 2-36. A partir des paramètres a et b pour chacun des pixels, il a été choisi de vérifier si l'étalonnage obtenu pour la partie linéaire était satisfaisant. Pour cela, deux mesures ont été effectuées avec le détecteur Timepix3 CdTe sur des sources radioactives émettant des photons gamma dont l'énergie se situe dans la partie linéaire de la courbe d'étalonnage. La configuration pour les deux mesures est identique et est la suivante : la source radioactive est placée en face du détecteur à une distance de 50 cm et la durée de mesure est fixée à une heure. Une première mesure sur une source de ^{137}Cs (encapsulée) d'activité 33 MBq, et une seconde mesure sur une source d' ^{241}Am (encapsulée) d'activité 74 MBq sont réalisées.

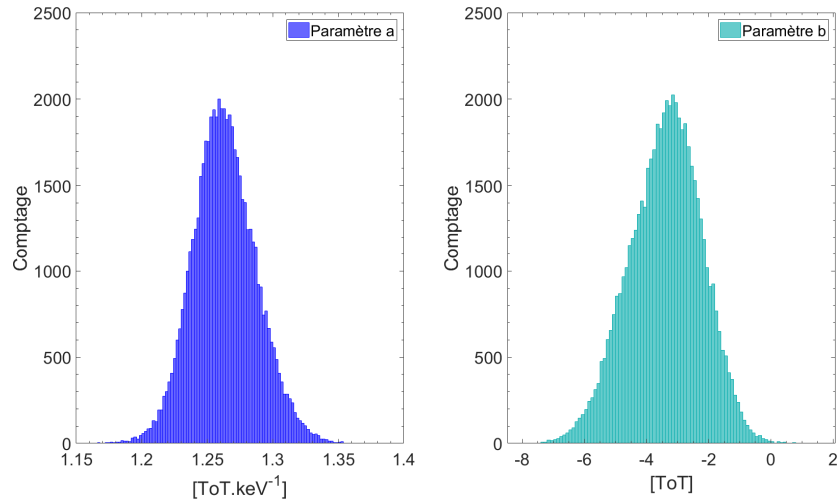


Figure 2-36 : Distributions des paramètres a (à gauche) et b (à droite) de la courbe d'étalonnage par pixel calculée pour le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation par l'avant.

La figure 2-37 illustre les spectre étalonnés en énergie mesurés à l'aide de la source d' ^{241}Am par taille de *clusters* (à gauche) et total (à droite). Sur la figure 2-37, les termes « mu » correspondent aux valeurs moyennes en énergie des pics d'absorption totale considérés. La valeur moyenne en énergie du pic d'absorption totale reconstruit pour la source d' ^{241}Am se situe à 69,9 keV. Une mesure similaire a été réalisée avec la source de ^{137}Cs , pour laquelle les raies en énergies sont reconstruites à 37,5 keV et 768,4 keV. Ces valeurs ne sont pas en adéquation avec les valeurs attendues, qui sont de 59,5 keV pour la source d' ^{241}Am , quant à la source de ^{137}Cs , les centroïdes des pics sont attendus à 32 keV et 661,7 keV. Ces mesures montrent que l'étalonnage en énergie calculé n'est pas correct, puisqu'il ne permet pas de reconstruire des spectres avec les valeurs attendues en énergie.

On peut cependant remarquer que la forme des spectres étalonnés en énergie n'est pas aberrante. Sur le spectre ^{241}Am ne figure qu'un seul pic combiné à une traîne due à une recombinaison des charges lors de la collecte du signal. L'apparition de cette traîne est un phénomène connu et étudié pour les semi-conducteurs CdTe (cet effet est aussi largement remarquable sur les spectres en énergie des semi-conducteurs en tellurure de cadmium-zinc) (Knoll, 2000; Limousin, 2001; Tlustos, 2005; Remoue, 2010).

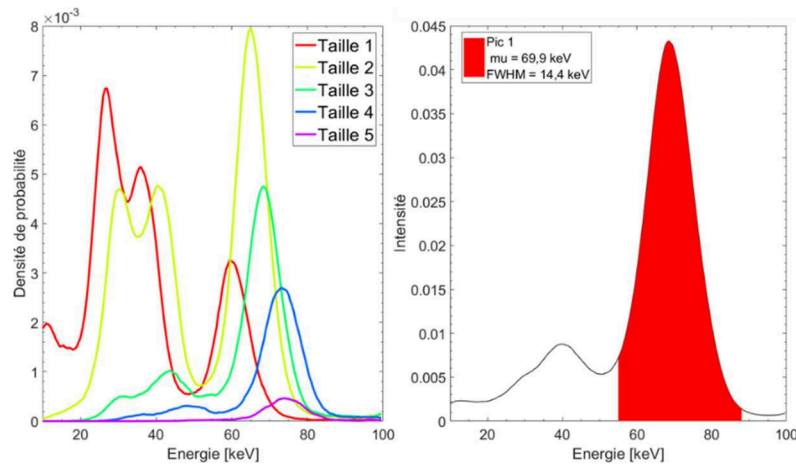


Figure 2-37 : Spectres étalonnés en énergie d'une source d' ^{241}Am par taille de clusters (à gauche) et total (à droite). La valeur « μ » correspondent aux valeurs moyennes en énergie du pic considéré.

Lors d'une irradiation face avant, pour le détecteur Timepix3 CdTe, la procédure d'étalonnage en énergie par pixel utilisée pour le détecteur Timepix3 Si ne permet pas un étalonnage en énergie du détecteur Timepix3 CdTe convenable. Suite à des discussions menées avec les membres de la collaboration Medipix3, il a été choisi de réaliser un étalonnage en énergie par pixel en irradiant le détecteur par la face arrière. Cette méthode d'étalonnage a été déterminée empiriquement par les membres de la collaboration Medipix3 comme étant la plus efficace pour étalonner en énergie un détecteur Timepix3 CdTe.

5.7.2 Etalonnage en énergie par pixel par irradiation face arrière

En faisant le choix d'étalonner le détecteur en énergie par la face arrière, le flux de photons incidents doit traverser le *wafer*, sur lequel est hybridé le semi-conducteur, avant de déposer son énergie dans ce dernier. Le *wafer* peut être assimilé à un alliage d'une épaisseur non négligeable (par rapport à celle du semi-conducteur) et se compose principalement de silicium et d'indium (microbilles assurant le contact entre le semi-conducteur et le *wafer*) (Tuovinen *et al.*, 2011). Les photons incidents vont donc interagir avec le *wafer* avant d'interagir dans le semi-conducteur : si l'énergie des photons n'est pas suffisante alors ils sont absorbés dans le *wafer*. Les figures 2-38 et 2-39 présentent les spectres en valeurs de ToT mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe, pour une irradiation par la face arrière, ou par la face avant. Deux sources sont considérées : une source d' ^{241}Am électro-déposée d'activité 1 MBq et une source de ^{57}Co électro-déposée d'activité 4 MBq. Pour chacune des mesures, la source est placée face au détecteur à une distance de 20 cm et la durée de mesure est d'une heure. Les pics d'absorption totale des photons gamma de ^{241}Am à 59,5 keV et du ^{57}Co à 122,1 keV sont identifiables sur les spectres ToT pour les deux sens d'irradiation, et se situent respectivement aux alentours de valeurs de ToT de 80 et 160. Cependant, les raies des photons basses énergies (à 13,8 keV et 17,9 keV pour le ^{241}Am et 6,4 keV et 14,4 keV pour ^{57}Co) de ces deux radioisotopes ne sont pas présentes sur les deux spectres en valeurs de ToT pour les irradiations réalisées par face arrière. Les photons de basses énergies du ^{57}Co et de ^{241}Am sont absorbés dans le *wafer*, et par conséquent ne sont pas détectés dans le spectre en valeurs de ToT par irradiation face arrière. La présence du *wafer* limite donc la gamme d'énergie sur laquelle la courbe d'étalonnage en énergie peut être évaluée.

On peut aussi noter sur les spectres en valeurs de ToT mesurés de la source d' ^{241}Am (figure 2-38) une différence entre les valeurs en ToT moyennes des pics d'absorption totale associés aux photons gamma de 59,5 keV. Dans le cas de l'irradiation par la face avant, la valeur de ToT moyenne du pic d'absorption totale est de 76,53 [x 25 ns], alors que dans le cas de l'irradiation par la face arrière, la valeur moyenne est de 78,24 [x 25 ns]. Une hypothèse avancée pour expliquer ce décalage concerne une perte de charge lors du processus de collecte dans le cas de l'irradiation en face avant (cet aspect est plus amplement étudié dans paragraphe 5.8.3).

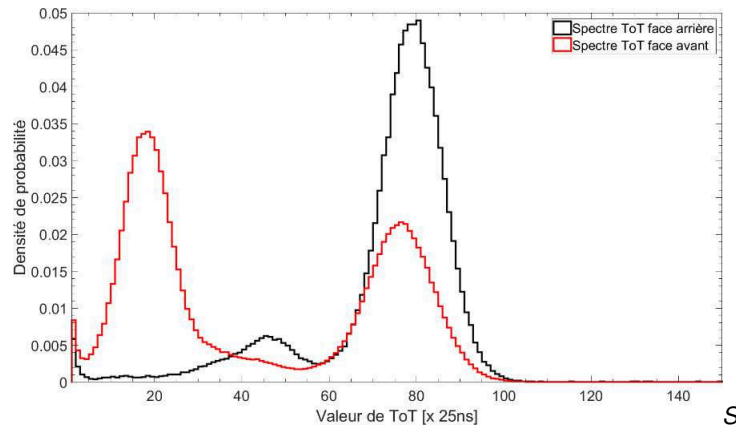


Figure 2-38 : Spectres en valeur de ToT d'une source d' ^{241}Am électro-déposée mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe pour des irradiations par face arrière (spectre en noir) et par face avant (spectre en rouge).

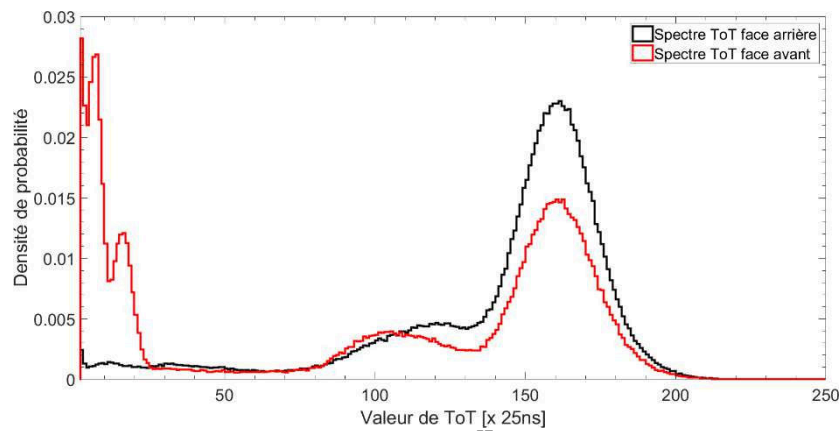


Figure 2-39 : Spectres en valeur de ToT d'une source de ^{57}Co électro-déposée mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe pour des irradiations par face arrière (spectre en noir) et par face avant (spectre en rouge).

Les énergies et origines des photons utilisés pour calculer la courbe d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe au moyen d'une irradiation par la face arrière du détecteur sont listées dans le tableau 2-5. Les énergies des photons pour l'évaluation de la courbe d'étalonnage par pixel du détecteur Timepix3 CdTe sont comprises entre 23 keV et 81 keV. La distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe est illustrée sur la figure 2-40. La figure 2-40 représente l'histogramme bidimensionnel décrivant l'évolution de la partie linéaire de la courbe d'étalonnage pour chacun des pixels de la valeur de ToT en fonction de l'énergie. La distribution par pixel des paramètres a et b de la courbe d'étalonnage en énergie (équation (2-2)) est illustrée sur la figure 2-41. Les paramètres c et t , caractérisant la partie non linéaire de la courbe d'étalonnage en énergie et permettant de déterminer le seuil de détection du détecteur, n'ont pas été évalués. La partie non linéaire n'ayant pas été déterminée, il a été choisi de se placer dans un cas pénalisant et de ne pas traiter d'un point de vue spectrométrique les *clusters* de pixels pour lesquels le dépôt d'énergie en valeur de ToT est inférieur à 10 (soit environ 15 keV).

Tableau 2-5 : Liste des origines et énergies des photons utilisées pour l'étalonnage en énergie par irradiation face arrière du détecteur Timepix3 CdTe.

Origine des photons	Energie [keV]
Photon de fluorescence X de la raie $K_{\alpha 1}$ du cadmium	23,17
^{137}Cs	32
^{241}Am	59,5
^{133}Ba	81

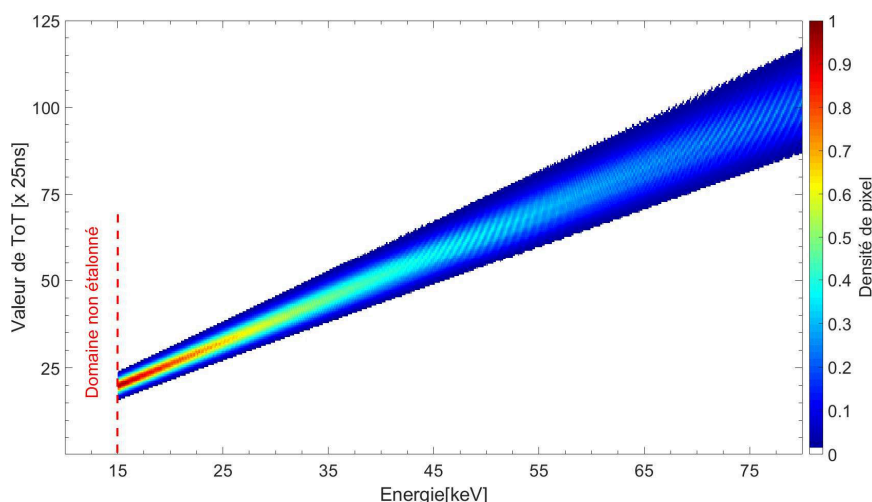


Figure 2-40 : Histogramme bidimensionnel représentant la distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe par irradiation en face arrière.

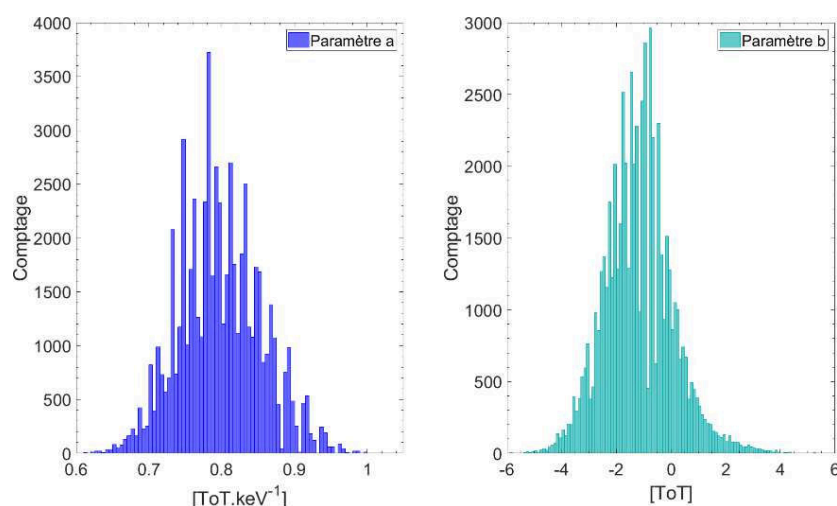


Figure 2-41 : Distributions des paramètres a (à gauche) et b (à droite) de la courbe d'étalonnage par pixel calculée pour le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation par l'arrière.

La figure 2-42 illustre l'impact de l'étalonnage en énergie sur les spectres pour les différentes tailles de *clusters*, avant et après étalonnage en énergie par pixel pour le détecteur Timepix3 CdTe. La figure 2-43 montre les spectres de 100 pixels avant et après étalonnage en énergie mesurés sur une source d' ^{241}Am encapsulée. Les spectres présentés sur les figures 2-42 et 2-43 sont issus d'une mesure sur une source d' ^{241}Am , d'activité 74 MBq, placée à 30 cm du détecteur, pendant 720 minutes. L'alignement des spectres par taille de *cluster* avant étalonnage en énergie est de 1,7 ToT contre 0,03 keV après étalonnage en énergie. La distribution des centroïdes des pics d'absorption totale des spectres par pixel avant étalonnage en énergie a une valeur moyenne de 73,17 ToT et un écart-type de 15,72 ToT. Après étalonnage en énergie, cette distribution a une valeur moyenne de 59,47 keV et un écart-type de 0,1 keV. De manière analogue au détecteur Timepix3 Si (figures 2-26 et 2-27), l'étalonnage en énergie par pixel obtenu avec une irradiation par la face arrière permet de « recentrer » les spectres en énergie par taille de *cluster* et les spectres en énergie par pixel autour des valeurs attendues.

Sur les spectres en énergie (par pixel et par taille de *clusters*), trois pics sont identifiables : le premier pic avec une valeur moyenne en énergie de 59,5 keV qui correspond à l'absorption totale du photon gamma de l' ^{241}Am , un pic avec une valeur moyenne en énergie de 23,2 keV qui correspond à l'énergie du photon de fluorescence X de la raie $K_{\alpha 1}$ du cadmium, et un pic dont la valeur moyenne en énergie est de 36,3 keV caractérisant l'échappement du photon X de la raie $K_{\alpha 1}$ du cadmium ($59,5 \text{ keV} - 23,17 \text{ keV} = 36,33 \text{ keV}$).

L'étalonnage en énergie par pixel obtenu en irradiant le détecteur Timepix3 CdTe par face arrière est satisfaisant, puisqu'il permet de mesurer des spectres en énergie en adéquation avec les spectres en énergie tabulés. Cependant, seule la partie linéaire de la courbe d'étalonnage par pixel est évaluée. Le manque d'information concernant la partie non linéaire de la courbe d'étalonnage implique de ne pas traiter les pixels pour lesquels les valeurs de ToT se situent dans ce domaine. Pour cette raison, il a été choisi de ne pas traiter les *clusters* de pixels pour lesquels la valeur de ToT est inférieure à 10, ce qui correspond à un seuil de détection de 15 keV. Le manque d'informations concernant la partie non linéaire de la courbe d'étalonnage n'est pas rédhibitoire pour les applications visées dans ces travaux de recherche, puisque les radioéléments rencontrés dans l'industrie nucléaire émettent sur des énergies bien supérieures à la quinzaine de keV (la borne basse correspondant généralement au pic d'absorption totale de l' ^{241}Am).

Une fois l'étalonnage en énergie réalisé, les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe peuvent être évaluées. Nous rappelons que ces dernières jouent un rôle clé dans les performances d'un imageur gamma basé sur la technologie Timepix3.

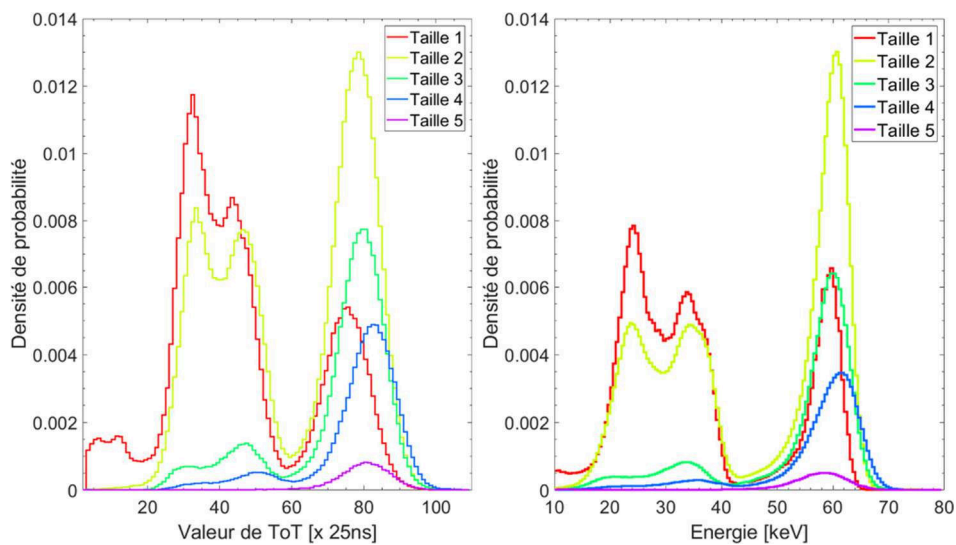


Figure 2-42 : Spectres par taille de clusters de pixels mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe et une source d' ^{241}Am . À gauche, le spectre en valeurs ToT, à droite, le spectre étalonné en énergie.

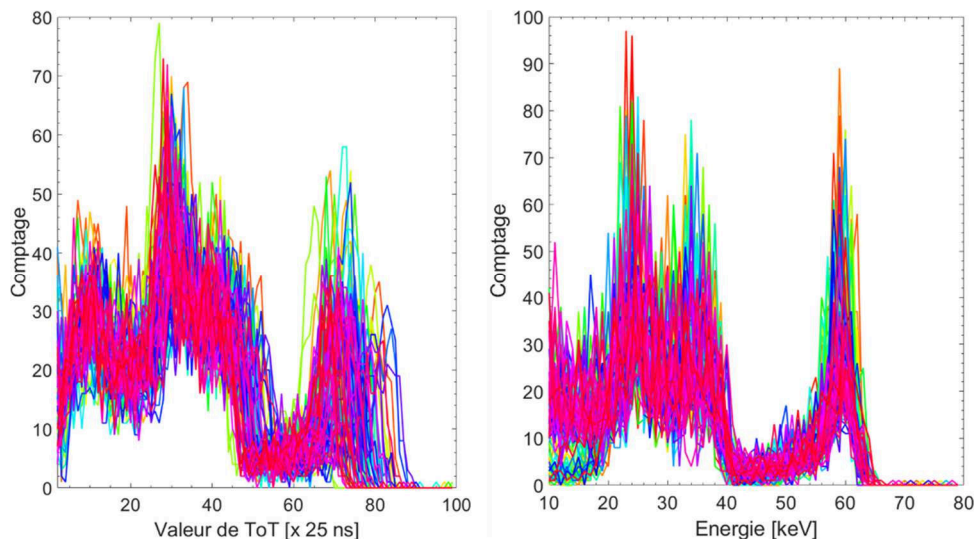


Figure 2-43 : Spectres par pixel (100 spectres affichés) mesurés avec une source d' ^{241}Am et le détecteur Timepix3 CdTe. À gauche les spectres en valeurs de ToT par pixel, à droite, les spectres par pixel étalonnés en énergie.

5.8 Evaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe

De manière analogue à ce qui a été présenté pour le détecteur Timepix3 Si (paragraphe 5.6), il a été choisi d'évaluer deux critères pour caractériser les performances spectrométriques de Timepix3 CdTe. Ces deux critères sont l'évolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie (paragraphe 5.8.1), ainsi que la justesse des énergies mesurées (paragraphe 5.8.2). L'évaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe est réalisée par irradiation face arrière.

Les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe sont caractérisées sur l'ensemble des radioéléments listés dans le tableau 2-6. Ces radioéléments sont ceux habituellement rencontrés dans l'industrie nucléaire. La nature du semi-conducteur, ainsi que son épaisseur, permettent d'évaluer les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe sur une gamme en énergie plus étendue que celle du détecteur Timepix3 Si. Il n'y a pas dans la littérature d'étude concernant les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe sur la gamme d'énergie étudiée dans le cadre de ces travaux de recherche, cette étude est donc d'autant plus importante.

Tableau 2-6 : Liste des origines et énergies des photons utilisés pour l'évaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe.

Origine des photons	Energie [keV]
²⁴¹ Am	59,5
⁵⁷ Co	122,1
¹⁵² Eu	40; 121,8; 244,7; 344,3
¹³³ Ba	81,1; 356,0
²² Na	511,0
¹³⁷ Cs	32,2; 661,7
⁶⁰ Co	1173,2; 1332,5

5.8.1 Evolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie du détecteur Timepix3 CdTe

Dans ce paragraphe, l'évolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie est évaluée pour le détecteur Timepix3 CdTe. La définition du pouvoir de résolution est identique à celle définie dans le paragraphe 5.6.1 pour le détecteur Timepix3 Si.

La valeur moyenne en énergie, ainsi que la résolution associée, sont déterminées au moyen d'un ajustement gaussien sur le pic d'intérêt. Dans le cas d'un semi-conducteur en CdTe, la perte des charges lors de la collecte de ces dernières est non négligeable. Cette perte génère une traîne vers les énergies inférieures sur les pics d'absorption totale (Knoll, 2000). Cette traîne est habituellement prise en compte dans l'ajustement des pics d'intérêt par l'ajout d'une fonction exponentielle décroissante à la fonction gaussienne, permettant de caractériser la perte de charges dans le semi-conducteur. Dans les résultats présentés ci-après, l'ajustement des pics est donc réalisé au moyen d'un ajustement gaussien couplé à une fonction exponentielle.

Sur la figure 2-44, est présentée l'évolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 CdTe. L'ajustement utilisé est celui décrit par l'équation (2-7). Cet ajustement a été choisi car les paramètres déterminés à l'aide de ce dernier permettent, dans les simulations Monte-Carlo, de prendre en compte les caractéristiques du détecteur lors des calculs d'énergie déposée (fonction GEB, paragraphe 5.6.1). Le coefficient de détermination de l'ajustement dont la valeur est $R^2 = 0,96$ est jugé satisfaisant. Les résultats présentés sur la figure 2-44 montre que le pouvoir de résolution en énergie du détecteur Timepix3 CdTe est inférieur à 8 % pour des énergies supérieures à 120 keV.

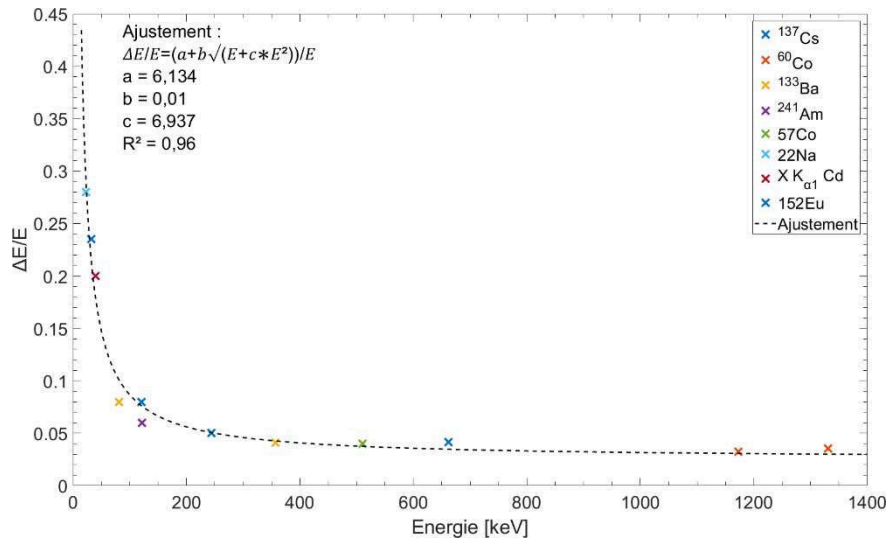


Figure 2-44 : Evolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 CdTe. Les résultats sont ajustés au moyen de la fonction décrite par l'équation (2-7).

A titre comparatif, dans (Lemaire, 2015), les performances spectrométriques d'un détecteur Timepix hybridé à un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 1 mm ont été évaluées. Le pas de pixellisation est de 55 μm de côté et la tension d'alimentation est fixée à -300 V. L'étalonnage en énergie réalisé dans ces travaux est un étalonnage « global » en énergie, et non pas par pixel. Les résultats obtenus sont les suivants : pour l' ^{241}Am (59,5 keV), le pouvoir de résolution en énergie est de 25% ; pour du ^{133}Ba (81,1 keV), il est de 27% ; et pour du ^{137}Cs (661,7 keV), il est de 14 %. D'autre part, les résolutions en énergie pour du ^{60}Co n'ont pas été évaluées car non détectées, tel qu'illustré sur la figure 2-45 (Lemaire, 2015). La figure 2-45 montre un spectre en valeurs de ToT mesuré avec le détecteur Timepix CdTe (décrit plus-haut) sur une source de ^{60}Co . Le spectre présenté figure 2-45 n'est pas étalonné en énergie. Cependant sa forme, à de telles énergies (pour des photons), n'est pas modifiée par cette absence d'étalonnage : si un pic n'apparaît pas sur le spectre ToT alors il n'apparaîtra pas sur le spectre étalonné en énergie. Dans le cas des travaux menés dans (Lemaire, 2015) avec le détecteur Timepix, l'identification des *clusters* de pixels est réalisée géométriquement dans chacune des frames de 1 seconde. Or, les conditions *in-situ* rencontrées dans l'industrie nucléaire ne permettent pas d'avoir des cas pour lesquels seul un photon interagit dans une *frame* d'une seconde. A cela s'ajoute la probabilité quasiment nulle d'absorption photoélectrique par rapport à la diffusion Compton aux énergies du ^{60}Co dans un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 1 mm. Pour les énergies du ^{60}Co , la probabilité de diffusion Compton (de 2,8 % et 2,6 % respectivement à 1,17 MeV et 1,332 MeV) domine d'environ un facteur 20 la probabilité d'absorption photoélectrique (0,14 % et 0,11 % respectivement à 1,17 MeV et 1,332 MeV). Cette différence de probabilité implique que les photons gamma du ^{60}Co interagiront majoritairement par diffusion Compton. Or, sans un échantillonnage temporel suffisamment fin, il n'est *a priori* pas possible de savoir à quel événement correspond quel *cluster* de pixels.

La figure 2-46 présente un spectre en énergie mesuré d'une source de ^{137}Cs et d'une source ^{60}Co , placées simultanément face au détecteur Timepix3 CdTe (irradiation par la face arrière). Les pics d'absorption totale des deux radioisotopes sont identifiés. La distance entre les sources et le détecteur est de 1 m, la durée de la mesure de 1 h, et les activités des sources sont de 33 MBq pour le ^{137}Cs et 20 MBq pour le ^{60}Co . Avec Timepix3 CdTe, c'est l'utilisation du ToA (paragraphe 4) qui permet d'identifier les pics d'absorption totale du ^{60}Co . La résolution temporelle du détecteur Timepix3, égale à 720 ns dans le cadre de ces travaux (paragraphe 4), permet d'identifier les interactions générées par chacun des photons interagissant dans le semi-conducteur. Si un photon subit plusieurs diffusions (*i.e.* interagissant dans plusieurs *clusters* de pixels) avant d'être absorbé, la résolution temporelle du détecteur permet d'identifier chaque *cluster* de pixels allumé par ledit photon. Avec Timepix, ce sont des *frames* d'une seconde qui sont réalisées, ce qui équivaut à une résolution temporelle de 1 seconde. Il est possible d'avoir des mesures spectrométriques dans lesquelles les pics d'absorption totale du ^{60}Co sont identifiés, cependant cela suppose d'avoir une configuration expérimentale dans laquelle

idéalement un seul photon interagit dans le semi-conducteur par seconde. Ce genre de configuration n'est pas un cas réaliste d'application de l'imagerie gamma dans l'industrie nucléaire.

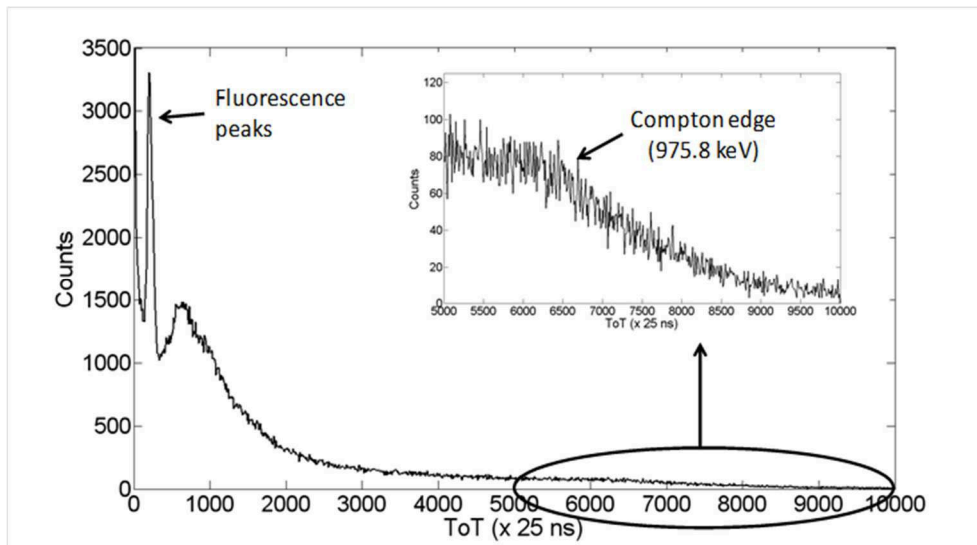


Figure 2-45 : Spectre en valeurs de ToT mesuré sur une source de ^{60}Co avec un détecteur Timepix CdTe (Lemaire, 2015). Les pics d'absorption totale du ^{60}Co ne sont pas identifiés.

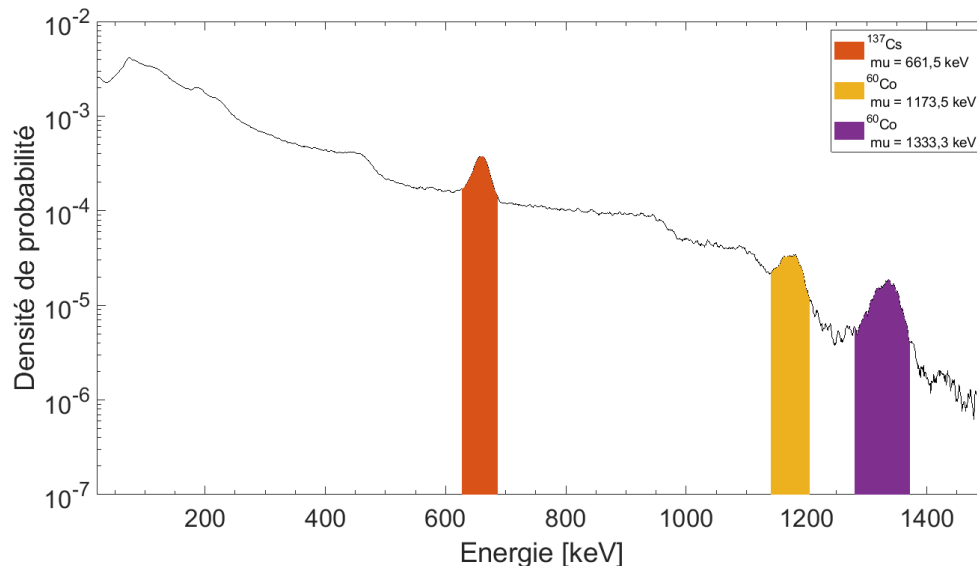


Figure 2-46 : Spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs et ^{60}Co placées simultanément face au détecteur Timepix3 CdTe. Les valeurs moyennes en énergie des pics d'absorption totale associés à chacun des radioisotopes sont mises en évidence. Les sources sont positionnées à 1 m du détecteur, et la durée de la mesure est de 1 h.

Afin d'illustrer les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe, des mesures sur les radioéléments suivants ont été réalisées : ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{152}Eu . Ces radioéléments sont fréquemment rencontrés dans l'industrie nucléaire, et couvrent une gamme d'énergie s'étendant de 40 keV à 1,4 MeV. L'objectif de ces mesures est de vérifier la capacité du détecteur Timepix3 CdTe à identifier les raies caractéristiques de ces radioéléments. Le tableau 2-7 regroupe les conditions expérimentales (activité de la source, distance au détecteur, et durée de la mesure) pour chacune des mesures sur les radioéléments cités plus haut. Chacune des mesures est effectuée par irradiation en face arrière du détecteur. Sur la figure 2-47, les spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe sur les sources d' ^{241}Am (a), ^{133}Ba (b), ^{22}Na (c) et ^{152}Eu (d) sont présentés. Les raies caractéristiques les plus intenses de chacun des radioéléments sont mises en évidence sur les spectres en énergie associés.

Tableau 2-7 : Conditions expérimentales pour les mesures présentées figure 2-47.

Radioélément	Activité [MBq]	Distance au détecteur [cm]	Durée de la mesure [heure]
^{241}Am	74	45	2
^{133}Ba	33	10	1
^{22}Na	1	10	5
^{152}Eu	5,4	10	2

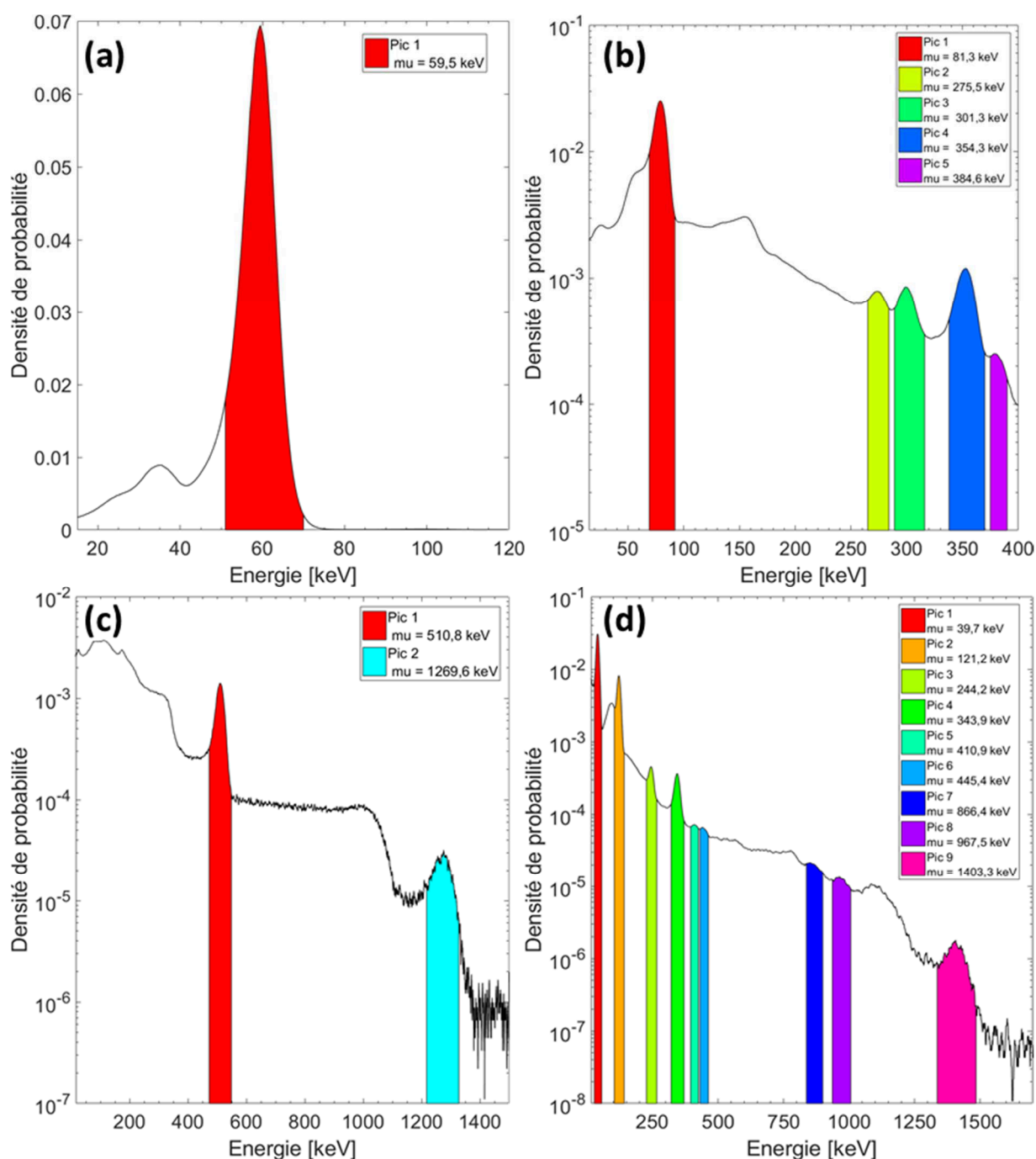


Figure 2-47 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation face arrière sur de ^{241}Am (a), du ^{133}Ba (b), du ^{22}Na (c) et de ^{152}Eu . Les pics caractéristiques de chacune des sources sont mis en évidence. La valeur « μ » correspond à la valeur moyenne en énergie dans le pic considéré.

5.8.2 Justesse des énergies mesurées avec le détecteur Timepix3 CdTe

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont pour objectif de vérifier la justesse des mesures en énergie du détecteur Timepix3 CdTe. De manière similaire à ce qui a été étudié pour le détecteur Timepix3 Si (paragraphe 5.6.2), la justesse des mesures est évaluée au moyen de l'erreur relative entre les énergies mesurées avec le détecteur Timepix3 CdTe et les énergies tabulées des photons, telle que décrite par l'équation (2-10).

La justesse des mesures en énergie est évaluée sur la gamme d'énergie comprise entre 23 keV et 1,3 MeV (tableau 2-6). L'ensemble de ces mesures est réalisé en considérant une irradiation face arrière. La figure 2-48 présente les écarts relatifs absolus pour les différentes énergies du tableau 6. Sur l'ensemble de la gamme d'énergie étudiée, l'écart relatif absolu entre l'énergie mesurée et l'énergie théorique est inférieur à 1 %.

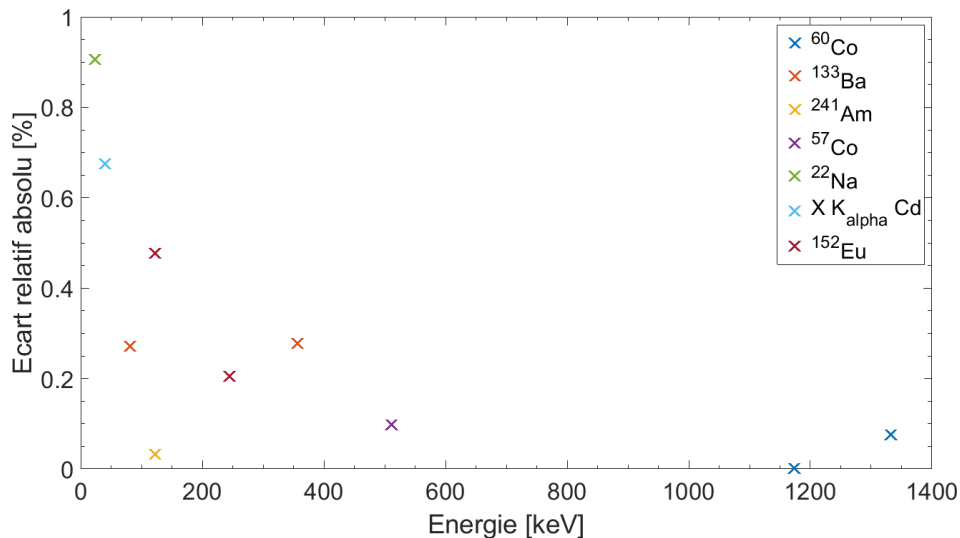


Figure 2-48 : Ecart relatif absolu entre les énergies tabulées et les énergies mesurées avec le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation par face arrière.

5.8.3 Mesures spectrométriques par irradiation en face avant et face arrière avec le détecteur Timepix3 CdTe

Les performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe sont évaluées pour des irradiations en face arrière. Cependant, comme illustré lors des étapes d'étalonnage en énergie par pixel (paragraphe 5.7.1 et 5.7.2), la mesure en valeurs de ToT avec le détecteur Timepix3 CdTe (et donc en énergie) diffère selon le sens de l'irradiation. Afin de vérifier dans quelle mesure le comportement du détecteur est affecté par le sens d'irradiation, deux mesures sont réalisées en présence d'une source d' ^{152}Eu , émettant des photons X et gamma sur une large bande d'énergie (de 40 keV à 1408 keV). La source est positionnée de sorte à avoir, dans un cas une irradiation par la face avant, et dans l'autre cas, une mesure par la face arrière. Pour les deux configurations, la source d' ^{152}Eu d'activité 11 MBq est placée à 20 cm du détecteur, et la durée de chacune des deux mesures est de 30 minutes. Les spectres en énergie mesurés dans les deux configurations sont illustrés sur la figure 2-49. Un décalage entre les deux spectres en énergie est observé pour des énergies inférieures à la centaine de keV.

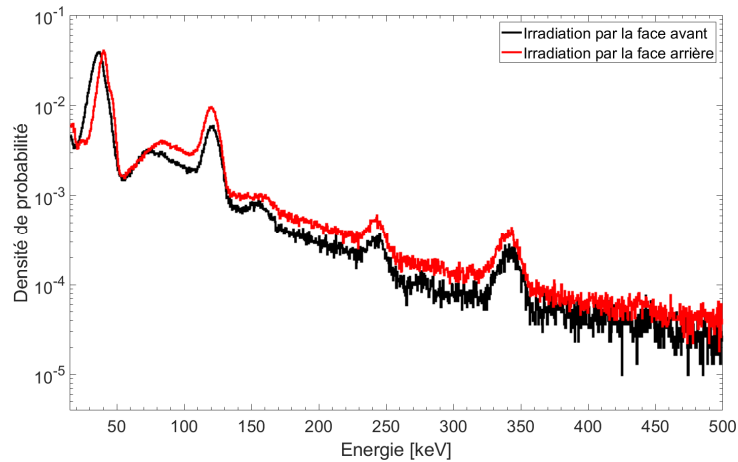


Figure 2-49 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe dans la configuration face avant (spectre en noir) et dans la configuration face arrière (spectre en rouge).

Des mesures complémentaires sur les sources listées dans le tableau 2-8 ont été réalisées afin de quantifier l'écart entre l'énergie moyenne mesurée en irradiation par face avant et la valeur en énergie attendue. L'évolution de l'écart absolu entre la valeur mesurée en irradiation par face avant et les valeurs attendues est présentée sur la figure 2-50. Les résultats montrent que plus l'énergie des photons gamma incidents augmente, plus l'écart absolu observé diminue. On peut noter que pour des photons d'énergie supérieure à la centaine de keV, l'écart absolu est inférieur à 1 keV, soit une erreur inférieure à 1 %. La différence de comportement entre l'irradiation par face avant et l'irradiation par face arrière n'est donc à considérer que pour des faibles énergies.

Tableau 2-8 : Liste et origine des photons utilisés pour quantifier l'écart entre l'énergie mesurée en irradiation par face avant et la valeur attendue.

Origine des photons	Energie [keV]
²⁴¹ Am	59,5
¹⁵² Eu	40 ; 121,8 ; 244,7 ; 344,3
¹³³ Ba	81 ; 276,4 ; 302,8 ; 356,1
¹³⁷ Cs	32 ; 661,7

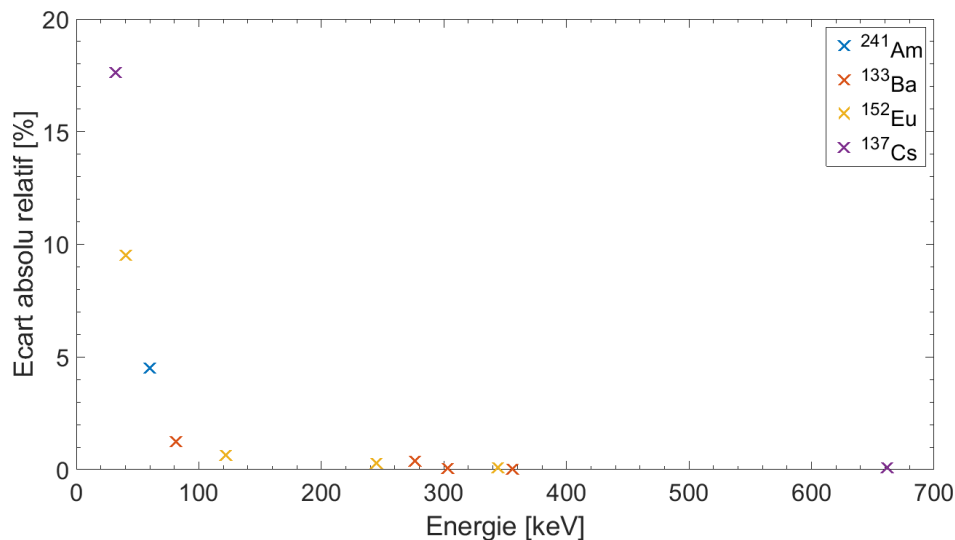


Figure 2-50 : Ecart absolu entre l'énergie mesurée par irradiation face avant et les énergies tabulées avec le détecteur Timepix3 CdTe.

Plusieurs hypothèses ont été formulées pour expliquer cette différence de comportement. Un tel comportement ne peut s'expliquer que par une différence au niveau de la collecte des charges. Plus l'énergie d'un photon est faible, plus son libre parcours moyen dans le volume de détection est réduit,

comme illustré sur la figure 2-51. Cette dernière illustre l'évolution du libre parcours moyen des photons dans un volume de CdTe sur une gamme d'énergie de 30 keV à 100 keV, gamme d'énergie pour laquelle une différence de comportement a été observée expérimentalement. L'évolution du libre parcours moyen avec l'énergie montre que selon le sens de l'irradiation, les photons auront tendance à interagir plus ou moins loin de l'électrode qui collecte le signal. La distance à parcourir par les porteurs de charge pour des photons d'énergie inférieure à 100 keV est donc supérieure dans le cas d'une irradiation par la face avant, puisque les photons auront tendance à interagir dans les premiers millimètres du volume de détection. Ainsi, dans le cas d'une irradiation par la face arrière le nuage de charges créé par l'interaction d'un photon d'énergie inférieure à 100 keV a tendance, en moyenne, à se situer plus proche de l'électrode de collecte que dans le cas d'une irradiation par la face avant.

La première hypothèse formulée pour expliquer cette différence au niveau de la collecte de charges concerne l'alimentation du semi-conducteur. En effet, dans le cas d'un volume semi-conducteur, la quantité de charges collectées est directement dépendante de la tension d'alimentation (paragraphe 1.2 du chapitre 1). Si la valeur absolue de la tension d'alimentation n'est pas suffisamment élevée, il peut y avoir une perte de charges par recombinaison ou piégeage (Limousin, 2001; Manach, 2005). Cependant, il a été montré dans (Billoud *et al.*, 2017) que dans le cas d'un volume de CdTe d'épaisseur 1 mm où les électrons sont collectés, la perte de charges par recombinaison ou piégeage n'est plus significative pour des valeurs absolues de tension d'alimentation supérieure à 100 V. L'alimentation du détecteur Timepix3 CdTe étant de -300 V, cette hypothèse a été rejetée.

La seconde hypothèse concerne un effet propre aux détecteurs pixellisés associé à la dérive des porteurs de charges. Lors de la collection du nuage de charges, ce dernier peut dériver et interagir dans des pixels adjacents à la première position d'interaction, c'est cet effet qui crée les *clusters* de pixels. Il a été montré que plus la taille des pixels est petite face à la distance à parcourir par le nuage de charge pour atteindre l'électrode de collecte, plus la diffusion de ce dernier dans des pixels adjacents est importante. Dans le cas des détecteurs hybrides pixellisés, un seuil est appliqué à chacun des pixels. Si le signal généré par la dérive du nuage de charges dans un pixel adjacent est inférieur au seuil du pixel, alors le signal est perdu. Dans le cas de l'irradiation par la face avant, pour des photons d'énergies inférieures à la centaine de keV, c'est cet effet qui pourrait expliquer le décalage des spectres en énergies vers des valeurs inférieures. Il faudrait cependant effectuer une étude plus approfondie pour expliquer de manière quantitative la différence de comportement observée.

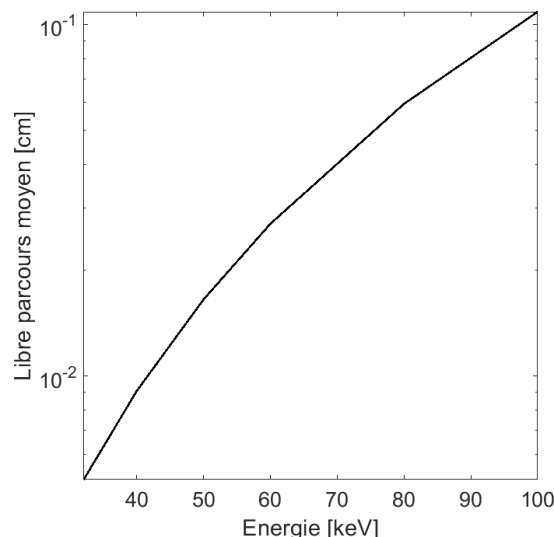


Figure 2-51 : Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie dans un volume de CdTe (Berger *et al.*, 1987).

5.9 Positionnement des détecteurs Timepix3 en terme de performances spectrométriques

Dans ce paragraphe est présenté un tableau récapitulatif permettant de positionner les détecteurs Timepix3 Si et Timepix3 CdTe en matière de performances spectrométriques par rapport aux autres systèmes d'imagerie gamma existants.

Le tableau 2-9 regroupe les pouvoirs de résolution en énergie de plusieurs systèmes d'imagerie gamma existants :

- La caméra gamma GAMPIX, basée sur le détecteur pixellisé Timepix (Lemaire, 2015),
- Le spectro-imageur basé sur la technologie Caliste-O (Maier *et al.*, 2018),
- Le spectro-imageur NuVISION (Montemont *et al.*, 2018),
- Le spectro-imageur Polaris-H (Wahl, W. Kaye, *et al.*, 2014).

Les développements menés autour des détecteurs Timepix3, par rapport à la caméra gamma du laboratoire GAMPIX, ont permis d'améliorer le pouvoir de résolution en énergie d'un facteur 4 pour des énergies comprises entre 59,5 keV et 122 keV, et d'un facteur 3,5 à 662 keV. D'autre part, il a été montré que l'utilisation du détecteur Timepix3 CdTe, et de l'information apportée par le ToA, permettaient d'identifier les pics d'absorption totale du ^{60}Co (illustré figure 2-46). De plus, il a été montré que le détecteur Timepix3 CdTe est capable d'identifier les raies en énergie caractéristiques des principaux radioéléments rencontrés dans l'industrie nucléaire (illustrés sur les figures 2-46 et 2-47). Les performances du détecteur Timepix3 Si sont présentées à titre indicatif. Elles ne sont pas directement comparables aux performances des autres détecteurs, puisque les matériaux semi-conducteurs sont différents.

Par rapport aux autres spectro-imageurs gamma existants, les mesures en énergies réalisées avec les détecteurs Timepix3 ne sont pas aussi résolues. La différence en matière de pouvoir de résolution est principalement due à la différence au niveau du volume de semi-conducteur et de la taille des pixels. La taille des pixels des détecteurs Timepix3 est de 55 μm de côté, ceux de Caliste HD varient de 580 μm à 1 mm de côté, ceux de Polaris-H mesurent 1,72 mm de côté, quant à ceux de NuVISION leurs dimensions sont de 2,5 mm de côté. Dans le cas des détecteurs hybrides pixellisés, la taille des pixels a un impact direct sur la résolution en énergie : plus la taille des pixels est grande, plus la mesure en énergie est résolue. Il y a cependant un compromis entre la résolution en énergie qui s'améliore quand la taille des pixels augmente, et la résolution angulaire qui s'améliore quand la taille des pixels diminue.

Tableau 2-9 : Pouvoir de résolution en énergie de plusieurs systèmes d'imagerie gamma existants sur une gamme d'énergie de 59,5 keV à 1333 keV.

Energie [keV]	Pouvoir de résolution en énergie [%]					
	GAMPIX	Caliste-O	NuVISION	Polaris-H	Timepix3 Si	Timepix3 CdTe
59,5	25	1,6	-	<5	5,3	9,5
81	27	-	-	<5	5,8	7,9
122	-	1,7	2,5	<5	4,3	6
662	14	1,01	1,5	0,86	-	4,1
1173	-	2,1	-	-	-	3,2
1333	-	6,3	-	-	-	3,5

6. Synthèse du chapitre 2

Dans ce chapitre, les développements menés autour des détecteurs Timepix3 ont permis de réaliser un étalonnage en énergie par pixel, mais aussi d'évaluer les performances spectrométriques des détecteurs Timepix3.

L'étalonnage en énergie par pixel des détecteurs Timepix3 permet d'identifier les raies caractéristiques en énergie des radionucléides d'intérêts pour l'industrie nucléaire. Cet aspect permet d'envisager le développement d'un imageur Compton autour de Timepix3. Les radioéléments sont localisés à partir des informations fournies par les couples d'interactions déposant une énergie correspondant au pic d'absorption totale.

D'autre part, l'évaluation de la résolution en énergie est une composante essentielle pour la suite de ces travaux de recherche. En effet, l'imagerie Compton repose, en partie, sur le calcul de l'angle de diffusion Compton. Cet angle est calculé à partir des mesures en énergies des couples d'interactions d'intérêt. Par conséquent, les résolutions en énergie des détecteurs introduisent une incertitude sur le calcul de l'angle de diffusion Compton, et dégrade donc la résolution angulaire en imagerie Compton.

Afin de pouvoir reconstruire les cônes Compton à partir de l'ensemble des informations et incertitudes issus du détecteur, il est nécessaire de développer un algorithme de reconstruction spécifique. Ceci fera donc l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE 3 : DEVELOPPEMENT D'ALGORITHMES POUR L'IMAGERIE COMPTON BASEE SUR LE DETECTEUR TIMEPIX3

Dans ce chapitre nous nous intéressons aux algorithmes permettant de localiser des sources radioactives à l'aide de l'imagerie Compton. La localisation de sources radioactives par imagerie Compton repose sur l'utilisation de plusieurs cônes Compton (paragraphe 2.2 chapitre 1). La position de la source radioactive se situe à l'intersection des différents cônes Compton. Afin de calculer l'intersection de multiples cônes Compton dans un espace pixellisé, il est nécessaire d'utiliser un algorithme dédié. Par conséquent, dans un premier temps, une revue des différents algorithmes de localisation à partir des données Compton est présentée. Cela permettra d'introduire les deux algorithmes sélectionnés pour la suite de ces travaux. Le premier algorithme présenté est une rétroprojection directe des cônes Compton sur une demi-sphère pixellisée (paragraphe 2). Le second algorithme développé est un algorithme itératif dont l'objectif est de calculer la position la plus vraisemblable de la source radioactive à partir des données rétroprojetées (paragraphe 3). Nous proposons enfin une étude des différentes sources d'incertitudes dans l'imagerie Compton (paragraphe 4).

1. Algorithmes de reconstruction associés à l'imagerie Compton

Plusieurs méthodes mathématiques ont été développées depuis que les caméras basées sur le principe de la diffusion Compton sont utilisées pour faire de l'imagerie gamma. Comme décrit dans le paragraphe 2.2 du chapitre 1, deux méthodes de reconstruction se distinguent : les méthodes de « reconstruction directe » et les méthodes de « reconstruction indirecte » (Frandes *et al.*, 2016). Les algorithmes permettant de reconstruire une source radioactive (par méthode « directe » ou « indirecte ») peuvent être classés en deux familles : les algorithmes analytiques et les algorithmes itératifs.

Les algorithmes analytiques ont pour objectif de trouver une solution analytique ou un opérateur analytique qui donnera une solution. Deux limitations significatives ressortent de ce type de modèle : la première est liée au fait que de nombreux systèmes ne peuvent être modélisés ; la seconde est rattachée au fait que la solution peut être trop complexe pour être trouvée.

Les algorithmes itératifs consistent à fournir une solution par le biais d'opérations successives réalisées par un ordinateur, il s'agit d'une approche statistique du problème. Avec cette approche, un plus grand nombre de modèles peut être modélisé. Cependant, l'unicité et l'exactitude de la solution sont perdues. D'autre part, la détermination de la solution peut s'avérer très chronophage en traitement informatique dans certains cas d'applications.

Dans le cadre de ces travaux, deux algorithmes ont été étudiés, un algorithme analytique et un algorithme itératif. Nous proposons tout d'abord, une vue d'ensemble des méthodes analytiques (paragraphe 1.1) et itératives (paragraphe 1.2), avant de nous intéresser aux cas particuliers des deux algorithmes retenus.

1.1 Les méthodes analytiques

Comme décrit dans le paragraphe 2.2 du chapitre 1, l'origine des photons gamma détectés par la caméra Compton se situe sur la surface d'un cône. Par conséquent, les données mesurées correspondent à des projections coniques. L'objectif de la méthode analytique est de restituer la position de la source radioactive par inversion directe des projections. Une des limitations majeures de la méthode analytique est la difficulté d'estimer les propriétés du bruit poissonnien (causé par le caractère aléatoire des processus d'émission de la source, et de détection dans la partie semi-conductrice) lors de l'étape de reconstruction (Qi *et al.*, 2006).

La rétroprojection de la détection du photon gamma permet de localiser la source gamma sur la surface d'un cône. Si un grand nombre d'évènements est mesuré, le nombre de coups pour les positions P_1 (lieu de la diffusion Compton), P_2 (lieu de l'absorption photo-électrique) et l'angle de diffusion Compton associé β , est proportionnel à l'intégrale de la distribution de la source à travers la surface du cône $C(P_1, P_2, \beta)$. Soit f la fonction associée à l'intensité de la source, positive et à support compact (dans un intervalle fini), en négligeant les incertitudes de mesures, les projections Pf de la surface du cône peuvent s'exprimer par l'équation (3-1) (Qi *et al.*, 2006).

$$Pf(P_1, P_2, \beta) = K(\beta, E_0) \int_{C(P_1, P_2, \beta)} w(x) f(x) dx \quad (3-1)$$

avec w une fonction de pondération, $K(\beta, E_0)$ la section efficace de diffusion Compton (coefficient de Klein-Nishina, paragraphe 1.2.2 du chapitre 1), et E_0 l'énergie initiale du photon gamma.

Dans la littérature, plusieurs possibilités concernant le choix de la fonction de pondération w , ainsi que la méthode d'inversion sont proposées. Deux exemples sont donnés dans les paragraphes suivants.

1.1.1 Reconstruction directe à l'aide de l'ensemble des projections

Une méthode directe pour reconstruire la distribution de la source radioactive est possible à partir des projections (Cree *et al.*, 1994). Dans cette publication, les auteurs présentent un théorème stipulant que les projections des surfaces sont redondantes, et à partir d'un éventail de projections restreintes, la distribution de la source peut être reconstruite.

Dans un cas tel que la fonction de pondération $w \equiv 1$, par le biais d'un changement de repère et de coordonnées, puis d'un filtrage sur les projections choisies pour la reconstruction²⁷, suivi d'une transformée de Fourier 2D (F_2) (Fourier, 1822), associée à une transformée de Hankel (H_0) (Offord, 1935), l'équation (3-1) prend la forme donnée par l'équation (3-2) (Cree *et al.*, 1994).

$$F_2[f](u, v, z) = H_0 \left[\frac{u^2 + v^2}{K(t)t\sqrt{1+t^2}} F_2[Pf_{CB}](u, v, t) \right] (t \rightarrow z) \quad (3-2)$$

avec H_0 la transformée de Hankel, F_2 la transformée de Fourier 2D, et Pf_{CB} désignant les projections dans le nouveau repère,

A partir de l'équation (3-2), la fonction f est reconstruite par inversion de la transformée de Fourier $F_2[f](u, v, z)$. Cependant, la restriction du nombre de projections engendre une importante perte d'efficacité de la caméra Compton (Lojacono, 2013).

Une méthode permettant d'utiliser un plus grand nombre de projections est proposée dans (Maxim *et al.*, 2009). Le modèle mathématique développé dans ces travaux prend en compte l'efficacité du

²⁷Pour des raisons d'inversions matricielles, seules les projections associées aux vecteurs $\overrightarrow{V_2 V_1}$ orthogonaux à la surface de détection sont conservées.

détecteur pour un angle d'incidence quelconque sans tenir compte de la distance entre le détecteur et la source. Cette étude permet d'étendre la méthode décrite précédemment : la restriction sur les événements reconstruits n'est plus nécessaire. Les images reconstruites peuvent être combinées pour améliorer le « rapport signal sur bruit ».

1.1.2 La rétroprojection directe – *SBP, Simple Back Projection*

Une seconde approche consiste à projeter les cônes Compton dans un espace pixellisé, et à déterminer la position pour laquelle le plus grand nombre de cônes se chevauchent. Les pixels pour lesquels le plus grand nombre de cônes Compton se chevauchent, correspondent à la position de la source radioactive.

Le premier algorithme développé dans le cadre de ces travaux repose sur cette méthode. Il a été choisi d'utiliser cet algorithme car un travail en aval de la thèse, mené par G. Daniel du CEA Irfu, avait abouti au développement d'un tel algorithme (Daniel, 2015). L'algorithme développé par G. Daniel a été repris et adapté pour l'application développée dans ce projet de recherche. Une description approfondie de cet algorithme est proposée dans le paragraphe 2 de ce chapitre.

1.2 Les méthodes itératives

Les méthodes itératives ont d'abord été développées pour la TEP (tomographie par émission de positrons) et la TEMP (tomographie par émission mono-photonique, SPECT en anglais) (Lojacono, 2013; Frandes *et al.*, 2016). Ces méthodes sont applicables à l'imagerie Compton puisqu'en principe, le processus itératif est le même.

Les méthodes itératives ne fournissent pas une solution exacte et unique. Cependant, elles permettent de prendre en compte le bruit des données de mesures provenant du caractère aléatoire de l'émission de la source radioactive. Ces méthodes présentent aussi l'intérêt de prendre en compte les caractéristiques du système de mesure. De nombreux algorithmes itératifs ont été développés, des descriptions précises de ces derniers sont données, par exemple, dans (Zoglauer, 2005; Gopi *et al.*, 2013; Lojacono, 2013; Frandes *et al.*, 2016; Zeng, 2017), les informations des paragraphes suivants sont extraites de ces travaux.

Dans le cadre des travaux menés par H. Lemaire au laboratoire, deux algorithmes itératifs ont été développés pour l'imagerie à masque codé : un algorithme itératif MLEM (*Maximum Likelihood Expectation Maximization*) et une approche bayésienne permettant d'introduire un *a priori* dans l'étape de reconstruction (aussi appelée MAP-EM, *Maximum A posteriori Expectation Maximization*). Il a donc été choisi de présenter ces deux approches adaptées à l'imagerie Compton. Dans le paragraphe 1.2.1 est présenté l'algorithme LM-MLEM (*List-Mode MLEM*), qui est une adaptation de l'algorithme MLEM « classique » pour l'imagerie Compton. L'approche bayésienne est ensuite décrite dans le paragraphe 1.2.2. Dans la dernière partie (paragraphe 1.2.3) est présentée l'algorithme SOE (Stochastic Origin Ensemble), qui consiste en une approche stochastique.

1.2.1 L'algorithme LM-MLEM

L'algorithme itératif le plus connu et utilisé est la méthode de la maximisation de la vraisemblance par maximisation de l'espérance (MLEM pour *Maximum Likelihood Expectation Maximization*). L'algorithme LM-MLEM peut être décrit selon trois éléments distincts. Le premier élément est l'aspect « Maximum de vraisemblance » (ML), décrit dans le paragraphe 1.2.1.1. Le deuxième élément concerne la « maximisation de l'espérance » (EM), décrit dans le paragraphe 1.2.1.2. Le troisième élément concerne le format des données d'entrée, décrit par le sigle LM, pour List-Mode (paragraphe 1.2.1.3).

1.2.1.1 Maximum de vraisemblance – *Maximum Likelihood* (ML)

L'objectif est de reconstruire l'image (dans notre cas en 2 dimensions) d'une source radioactive à partir d'une mesure réalisée avec une caméra Compton. Notons l'espace image J se composant d'un certain nombre de pixels indexés par j . C'est dans l'espace image que se situe la source radioactive à reconstruire. Chaque pixel j de l'image J peut émettre un nombre aléatoire de photons. L'intensité moyenne d'émission de chacun des pixels j est notée λ_j .

Les événements mesurés par la caméra Compton peuvent aussi être décrits dans un espace de données maillé, noté I , et dont chaque élément est indexé par i . A chaque élément i est associé un vecteur Y , lui-même décrit par les éléments y_i , qui correspondent au nombre de photons détectés dans l'élément i . L'espace des données regroupant tous les événements mesurés est noté $\bar{I}$.

L'objectif est d'obtenir une estimation $\hat{\lambda}$ de la distribution moyenne d'émission de la source. Le critère ML stipule que la meilleure estimation $\hat{\lambda}$ doit fournir la probabilité la plus haute d'obtenir les mesures I . Notons t_{ij} la matrice système du détecteur, qui correspond à la probabilité qu'un photon émis d'un pixel j soit détecté dans l'élément i de l'espace des données. Dans la matrice système, l'occurrence d'un événement n'affecte pas l'occurrence d'un autre événement, chaque événement étant indépendant.

A partir de la matrice système, le nombre moyen de coups μ_i dans chacun des pixels i du détecteur, obtenu pour une certaine configuration λ est décrit par l'équation (3-3).

$$\mu_i = \sum_j t_{ij} \lambda_j \quad (3-3)$$

En supposant que les événements observés suivent une distribution de Poisson, la probabilité d'observer la mesure y_i sachant μ_i est donnée par l'équation (3-4).

$$p(y_i | \mu_i) = e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^{y_i}}{y_i!} \quad (3-4)$$

La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ décrivant la probabilité que les mesures Y soient générées par l'image J avec une intensité λ est décrite par l'équation (3-5).

$$\mathcal{L}(Y|\lambda) = \prod_i p(y_i | \mu_i) \quad (3-5)$$

La distribution de la source, avec la plus grande probabilité de générer les données mesurées, est donnée par le maximum de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$. L'étape de maximisation de la fonction de vraisemblance est plus aisée si elle est réalisée sur la fonction log-vraisemblance (la fonction logarithme népérien est strictement croissante et monotone). La fonction de log-vraisemblance est décrite par l'équation (3-6).

$$\ln(\mathcal{L}(Y|\lambda)) = \sum_i [-\mu_i + y_i \ln(\mu_i) - \ln(y_i!)] \quad (3-6)$$

En remplaçant le terme μ_i par l'expression donnée par l'équation (3-3), l'équation (3-6) devient l'équation (3-7).

$$\ln(\mathcal{L}(\mathbf{Y}|\boldsymbol{\lambda})) = \sum_i \left[-\sum_j t_{ij}\lambda_j + y_i \ln\left(\sum_j t_{ij}\lambda_j\right) - \ln(y_i!) \right] \quad (3-7)$$

La non-linéarité de l'équation (3-7) rend impossible, dans la plupart des cas, la résolution du problème de maximisation. Afin de maximiser la fonction de vraisemblance, l'utilisation de l'approche itérative d'espérance maximisation (EM) a été développée (Lange *et al.*, 1984).

1.2.1.2 Espérance maximisation – *Expectation maximization* (EM)

Comme mentionné plus-haut, l'étape d'espérance maximisation est itérative. A chaque itération, la première étape (*E-step*) consiste à déterminer l'espérance de la fonction de log-vraisemblance (équation (3-7)) connaissant la mesure $\mathbf{Y}$, et l'estimation $\hat{\boldsymbol{\lambda}}^{(l)}$ déterminée à l'itération précédente, avec l le numéro de l'itération.

Notons la variable aléatoire $\mathbf{X} = \{x_{ij} | i = \overline{1, N_I}, j = \overline{1, N_J}\}$, avec $y_{ij} = \sum_j x_{ij}$; N_I et N_J , respectivement, le nombre d'éléments dans l'espace des données $\mathbf{I}$, et dans l'espace image $\mathbf{J}$. Le terme x_{ij} décrit le nombre de photons émis par le pixel j et détectés dans l'élément i . L'expression de la fonction de log-vraisemblance est désormais décrite par l'équation (3-8).

$$\ln(\mathcal{L}(\mathbf{Y}|\boldsymbol{\lambda})) = \sum_i \sum_j (x_{ij} \ln(t_{ij}\lambda_j) - t_{ij}\lambda_j - \ln(x_{ij}!)) \quad (3-8)$$

Selon (Lange *et al.*, 1984), l'expression de l'espérance conditionnelle (E du MLEM) de la fonction de log-vraisemblance, par rapport aux données mesurées, est donnée par l'équation (3-9).

$$E(\ln(\mathcal{L}(\mathbf{Y}|\boldsymbol{\lambda})), \mathbf{Y}, \hat{\boldsymbol{\lambda}}^{(l)}) = \sum_i \sum_j (E(x_{ij}, y_i, \hat{\boldsymbol{\lambda}}^{(l)}) * \ln(t_{ij}\lambda_j) - t_{ij}\lambda_j) \quad (3-9)$$

La seconde étape (M-step) consiste à déterminer l'estimation $\hat{\boldsymbol{\lambda}}^{(l+1)}$ qui maximise l'équation (3-9). Cette estimation est obtenue en cherchant les valeurs qui annulent la dérivée de la fonction d'espérance (équation (3-9)), telle qu'illustrée par l'équation (3-10).

$$\frac{\partial}{\partial \lambda_j} E(\ln(\mathcal{L}(\mathbf{Y}|\boldsymbol{\lambda})), \mathbf{Y}, \hat{\boldsymbol{\lambda}}^{(l)}) = -\sum_i t_{ij} + \frac{1}{\lambda_j} \sum_i \frac{t_{ij}\hat{\lambda}_j^{(l)}}{\sum_k t_{ik}\hat{\lambda}_k^{(l)}} y_i = 0 \quad (3-10)$$

Finalement, cela revient à l'expression de l'algorithme MLEM donnée par l'équation (3-11) (Lange *et al.*, 1984). Dans l'équation (3-11), le terme $\sum_i t_{ij}$ est souvent décrit comme la sensibilité du système et se note s_j . Ce terme correspond à la probabilité qu'un photon émis dans le pixel j soit détecté.

$$\hat{\lambda}_j^{(l+1)} = \frac{\hat{\lambda}_j^{(l)}}{\sum_i t_{ij}} \sum_i \frac{t_{ij}y_i}{\sum_k t_{ik}\hat{\lambda}_k^{(l)}} = \frac{\hat{\lambda}_j^{(l)}}{s_j} \sum_i \frac{t_{ij}y_i}{\sum_k t_{ik}\hat{\lambda}_k^{(l)}} \quad (3-11)$$

1.2.1.3 List-Mode (LM)

Dans le cas de l'imagerie Compton, avec un algorithme MLEM classique, le nombre de mesures possibles peut être très important. Pour un nombre d'événements distribués dans N -pixels, la dimension du vecteur « mesure » est $4N$, $3N$ dimensions pour les positions, et N dimensions pour l'énergie. Cela implique une matrice système dont la taille est extrêmement importante et qui ne peut pas être pré-calculée en amont²⁸. Pour répondre à cette problématique, l'extension List-Mode (LM) de l'algorithme MLEM a été proposée pour les caméras Compton dans (Wilderman *et al.*, 1998). Les informations ci-après sont extraites de (Wilderman *et al.*, 1998; Zoglauer, 2005).

Dans le cas de l'approche LM-MLEM, chaque mesure est considérée unique. Cela implique que le nombre de coups pour un élément i est soit 0, soit 1. Par conséquent, une mesure y_i aura une valeur de 1 pour un événement détecté, et de 0, si aucun événement n'est mesuré. Ainsi, l'algorithme n'est pas appliqué sur l'ensemble des mesures possibles, mais simplement sur l'ensemble des événements mesurés. Cela revient à simplifier l'équation (3-11) par l'équation (3-12).

$$\hat{\lambda}_j^{(l+1)} = \frac{\hat{\lambda}_j^{(l)}}{s_j} \sum_i \frac{t_{ij}}{\sum_k t_{ik} \hat{\lambda}_k^{(l)}} \quad (3-12)$$

Désormais, le vecteur regroupant les mesures $\mathbf{Y}$ ne correspond plus à l'ensemble des mesures possibles. Par conséquent, la sensibilité s_j ne correspond plus à la somme des éléments de la matrice système t_{ij} . Dans le cas de l'extension LM-MLEM, la sensibilité correspond à la somme de tous les événements possibles i , y compris ceux non mesurés, ce qui revient à l'équation (3-13) (Lojacono, 2012). La relation entre l'espace image et l'espace des données est illustrée sur la figure 3-1 (Zoglauer, 2005).

$$s_j = \sum_{I+I} t_{ij} \quad (3-13)$$

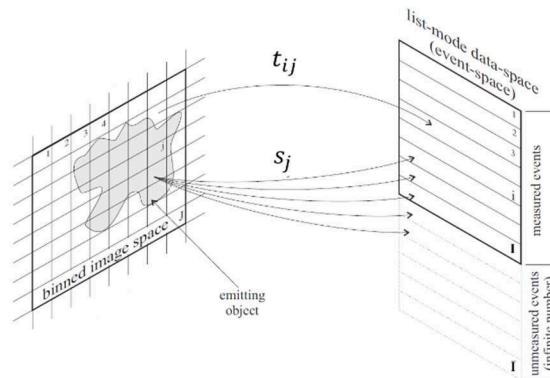


Figure 3-1 : Illustration des relations entre l'espace image et l'espace des données (Zoglauer, 2005).

1.2.2 L'approche bayésienne

La méthode de reconstruction utilisant le théorème de Bayes (*i.e.* approche bayésienne) est aussi connue comme l'approche « Maximum a posteriori » (MAP). L'objectif de cette approche est de maximiser l'*a posteriori*. La différence, par rapport à l'algorithme LM-MLEM, est l'introduction d'un *a priori* sur l'estimation de λ (paragraphe 1.2.1).

²⁸ Contrairement à ce qui est effectué en imagerie à masque codé (Lemaire, 2015).

En considérant des informations additionnelles, à l'aide d'un *a priori* sur les propriétés statistiques de la source à imager, il est possible d'introduire une fonction de densité de probabilité notée $p(\lambda)$. La fonction de densité de probabilité jointe à (λ, Y) prend donc la forme donnée par l'équation (3-14). On peut noter que dans le cas de l'approche MLEM, pour laquelle il n'y a pas d'*a priori*, $p(\lambda)$ prend une valeur de 1.

$$p(\lambda, Y) = p(Y|\lambda) * p(\lambda) \quad (3-14)$$

A partir du théorème de Bayes, la probabilité conditionnelle de λ sachant Y est exprimée par l'équation (3-15).

$$p(\lambda|Y) = p(Y|\lambda) * p(\lambda) / p(Y) \quad (3-15)$$

De manière analogue à l'approche MLEM, l'objectif consiste ici à maximiser l'équation (3-15). En considérant la formulation logarithmique, l'estimateur MAP prend la forme donnée par l'équation (3-16). La forme de l'équation (3-16) correspond à la somme de la fonction log-vraisemblance de l'algorithme MLEM (paragraphe 1.2.1.2), et de la fonction log-prior $\ln(p(\lambda))$.

$$MAP(\lambda) = \ln(\mathcal{L}(Y|\lambda)) + \ln(p(\lambda)) \quad (3-16)$$

avec $\mathcal{L}$ la fonction de vraisemblance (équation (3-5))

Dans la littérature, il existe plusieurs types d'*a priori*. Suivant le modèle choisi, certains *a priori* sont indépendants de la source à localiser, ou prennent en compte des modèles d'interactions spécifiques. On peut citer, par exemple, l'introduction d'un *a priori* suivant un modèle Gaussien dans (Huesman *et al.*, 2000), d'un *a priori* suivant une loi Gamma²⁹ dans (Lange *et al.*, 1987), ou bien encore d'un *a priori* basé sur le critère de maximum d'entropie dans (Liang *et al.*, 1989).

De manière générale, l'utilisation d'un *a priori* présente un réel avantage. Cependant, la principale difficulté reste dans la définition de cet *a priori* qui implique une connaissance, ainsi qu'une compréhension du système physique dans sa globalité (détecteur, environnement, etc.). Cet aspect est relativement limitant, surtout dans le cas d'applications dans l'industrie nucléaire pour lesquelles l'environnement n'est pas toujours maîtrisé.

1.2.3 L'algorithme SOE – *Stochastic Origin Ensemble*

Cet algorithme est une méthode itérative proposée dans (Andreyev *et al.*, 2011) qui repose sur l'utilisation des chaînes de Markov³⁰. L'algorithme opère de la manière décrite ci-après.

Dans un premier temps, les origines des événements mesurés sont assignées aléatoirement à des positions correspondant aux origines possibles de l'émission. L'image regroupant les origines sélectionnées pour tous les événements constitue « l'ensemble d'origine stochastique », en anglais « *stochastic origin ensemble* ». Pendant l'étape de reconstruction, les origines des événements sont, à nouveau, calculées de manière stochastique et sont acceptées, ou non, suivant une loi d'acceptation prédéfinie. Par exemple, si la densité d'événement correspondant à la nouvelle position d'origine est supérieure à la position d'origine précédente, alors la nouvelle position est toujours acceptée. Le nombre d'itérations est choisi empiriquement. L'algorithme s'arrête quand l'ensemble des origines atteint un état quasi-stationnaire.

²⁹ Une loi Gamma ou distribution Gamma est une loi de probabilité pour des variables aléatoires réelles positives. Cette loi se caractérise par deux paramètres, les paramètres de forme et d'échelle. La loi du χ^2 ou les distributions exponentielles sont des exemples de distributions Gamma.

³⁰ Une chaîne de Markov est un processus de Markov, c'est-à-dire un processus stochastique pour lequel la représentation de l'état futur du processus est obtenu grâce à l'état présent du processus et n'est pas dépendant des états antérieurs (Derman, 1962).

Après post-filtrage, cette méthode permet d'obtenir des résultats similaires à l'algorithme MLEM. D'après (Kolstein *et al.*, 2013), l'algorithme SOE présente deux avantages principaux, et un inconvénient majeur par rapport à l'algorithme MLEM. Les avantages principaux de cette méthode sont la possibilité de reconstruire l'image avec n'importe quel imageur Compton, ainsi que le temps de calcul qui est fortement réduit par rapport à la méthode MLEM. Cependant, l'algorithme SOE a tendance à sous-estimer les valeurs d'activité dans l'image reconstruite, et à augmenter la variance.

1.3 Choix d'algorithmes pour les développements en imagerie Compton

Les paragraphes précédents présentent une liste non-exhaustive des nombreux algorithmes de reconstruction Compton décrits dans la littérature. Au laboratoire, des travaux antérieurs à ces travaux de recherche ont mené au développement d'un algorithme de rétroprojection directe (Daniel, 2015). Il a donc été choisi d'adapter cet algorithme aux développements envisagés pour cette thèse. Une description de l'algorithme de rétroprojection est présentée dans le paragraphe 2.

D'autre part, les travaux menés par H. Lemaire ont mené au développement de deux algorithmes itératifs pour l'imagerie à masque codé : un algorithme MLEM et un algorithme MAPEM (Lemaire, 2015). Ces deux algorithmes ont été testés et validés expérimentalement. Les algorithmes MLEM et MAPEM fournissent une image pour laquelle, à chacun des pixels, est associée la probabilité de présence d'une source radioactive ou non. Cela implique que les résultats d'un algorithme MLEM, qu'ils soient issus de l'imagerie à masque codé ou de l'imagerie Compton, sont directement comparables. L'objectif de cette thèse est d'associer les deux types d'imagerie au sein d'un imageur hybride. Il a été donc décidé de développer un algorithme itératif LM-MLEM pour l'imagerie Compton. La description de cet algorithme LM-MLEM pour l'imagerie Compton est présentée dans le paragraphe 3.

2. Développement de l'algorithme de rétroprojection directe

L'algorithme de rétroprojection directe, ou SBP pour *simple back projection*, consiste à projeter les cônes Compton dans un espace pixellisé. Il s'agit de la méthode la plus directe pour interpréter des résultats d'imagerie Compton. L'image ainsi obtenue, aussi appelée image rétroprojetée, consiste en l'accumulation de l'ensemble des cônes Compton projetés. La position dans l'image pour laquelle le plus de cônes Compton se chevauchent correspond à la position de la source radioactive. Les équations présentées dans les paragraphes 2.1, 2.2 et 2.3 sont extraites de (Daniel, 2015).

Soient deux détecteurs parallèles placés l'un derrière l'autre dans un repère orthogonal, tels qu'illustrés par la figure 3-2. Le point O correspond au centre du repère, et les vecteurs $\vec{Ox}$, $\vec{Oy}$, $\vec{Oz}$ définissent la base du repère : ce repère est noté O_{xyz} . En pratique, le centre O du repère orthogonal est placé au centre géométrique du diffuseur.

La source radioactive se situe au point M de coordonnées (x_M, y_M, z_M) , et émet des photons d'énergie E_i . Un photon incident va produire une diffusion Compton dans le diffuseur au point A , de coordonnées (x_A, y_A, z_A) , et déposer une énergie E_A . Le photon diffusé est ensuite absorbé dans l'absorbeur au point B , de coordonnées (x_B, y_B, z_B) , et dépose une énergie E_B . L'angle de diffusion Compton θ_c est calculé à partir des énergies E_A et E_B , et de l'équation de la diffusion Compton, telle que rappelée par l'équation (3-17). La direction du photon incident peut être calculée à partir des coordonnées des points A et B . Les positions possibles de la source radioactive sont ainsi estimées comme appartenant au cône Compton de demi-angle θ_c , et dont la génératrice est la direction du photon incident.

$$\cos(\theta_c) = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_B} - \frac{1}{E_A + E_B} \right) \quad (3-17)$$

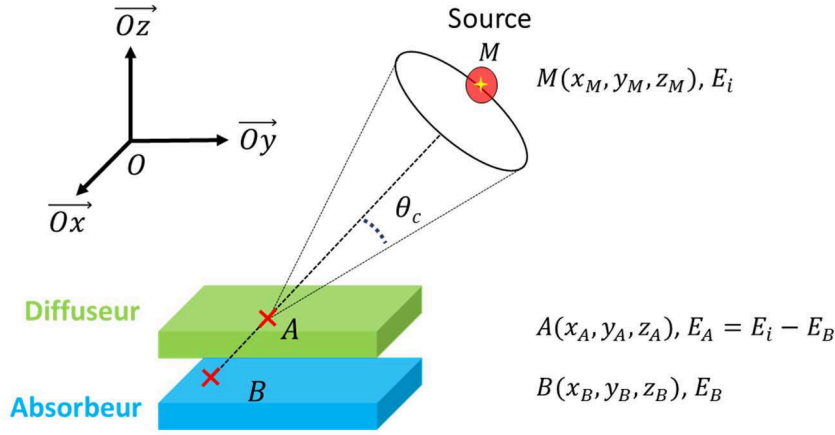


Figure 3-2 : Exemple de reconstruction Compton, basée sur l'utilisation d'un système à deux plans parallèles (un plan diffuseur, un plan absorbeur)

L'algorithme de rétroprojection fonctionne de la manière décrite ci-après.

Dans un premier temps un cône C_z de sommet A , dont la génératrice $\overrightarrow{Az}$ est selon l'axe $\overrightarrow{Oz}$, et dont l'angle de demi-ouverture correspond à l'angle de diffusion Compton θ_c est projeté sur une sphère S_A de centre A , et dont le rayon est défini par l'utilisateur. Les coordonnées cartésiennes des points d'intersections du cône C_z et de la sphère S_A sont calculées. Ces points d'intersections sont notés P_{CS1} . Cette étape est décrite dans le paragraphe 2.1.

La seconde étape consiste à calculer la matrice de rotation permettant de transformer le cône C_z en cône C_{BA} de sommet A et d'axe $\overrightarrow{BA}$. L'obtention de cette matrice de rotation est présentée dans le paragraphe 2.2. Les points d'intersections du cône C_{BA} avec la sphère S_A sont obtenus en appliquant la matrice de rotation aux points P_{CS1} . Ces nouveaux points d'intersections sont notés P_{CS2} . Les coordonnées des points P_{CS2} sont ensuite exprimées dans le repère O_{xyz} (paragraphe 2.3).

A partir des points P_{CS2} , deux représentations sont déterminées (paragraphe 2.4). La première représentation, appelée image theta-phi, illustre la distribution des coordonnées polaires des points P_{CS2} . La seconde représentation, appelée image XYZ, illustre la distribution des coordonnées cartésiennes des points P_{CS2} .

2.1 Calcul des coordonnées des points d'intersections du cône C_z avec la sphère S_A

Les coordonnées (x, y, z) des points d'intersections P_{CS1} sont calculées avec l'équation (3-18). Ces coordonnées sont exprimées dans le repère orthonormé de centre A et de base $\overrightarrow{Ax}, \overrightarrow{Ay}, \overrightarrow{Az}$, noté A_{xyz} . La figure 3-3 illustre la projection du cône C_z sur la sphère S_A .

$$\begin{cases} x = \rho \cdot \cos(\alpha) \\ y = \rho \cdot \sin(\alpha) \\ z = \rho \cdot \cot(\theta_c) \\ \rho = R \sin(\theta_c) \end{cases} \quad (3-18)$$

avec, en prenant l'exemple du point M , tel qu'illustré sur la figure 3-3, ρ le rayon du cercle formé par l'intersection du cône C_z et de la sphère S_A (i.e. la distance entre le point M et l'axe $\overrightarrow{Az}$), α l'angle $(\overrightarrow{C_{int}M}, \overrightarrow{Ax})$, avec $\alpha \in [0, 2\pi]$, et R le rayon de la sphère S_A fixé par l'utilisateur.

Il est fait l'hypothèse que les sources radioactives à imager se situeront à une distance supérieure à 100 cm de l'imageur. Par conséquent, pour les applications visées dans ces travaux de recherche, la valeur de R choisie est de 100 cm.

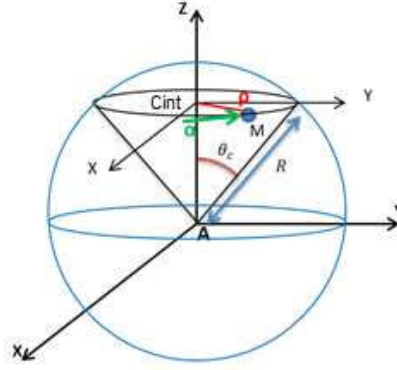


Figure 3-3 : Intersection du cône C_z de sommet A , et d'axe $\vec{Az}$, avec une sphère S_A de centre A , et de rayon R (fixé par l'utilisateur) (Daniel, 2015).

2.2 Calcul de la matrice de rotation

Soit le point M appartenant à la génératrice $\vec{BA}$ du cône Compton C_{BA} . Dans le repère orthonormé A_{xyz} , les coordonnées cartésiennes du point M sont (x_M, y_M, z_M) . A partir des coordonnées cartésiennes les coordonnées sphériques $(r, \theta_{rep}, \varphi_{rep})$ du point M sont calculées par l'intermédiaire de l'équation (3-19).

$$\begin{cases} \theta_{rep} = \arccos \frac{z_M}{r} \\ \varphi_{rep} = \arctan \frac{y_M}{x_M} + \begin{cases} 0 & \text{si } x_M > 0 \text{ et } y_M > 0 \\ 2\pi & \text{si } x_M > 0 \text{ et } y_M < 0 \\ \pi & \text{si } x_M < 0 \end{cases} \\ r = \sqrt{x_M^2 + y_M^2 + z_M^2} \end{cases} \quad (3-19)$$

Les coordonnées sphériques du point M (équation (3-19)) peuvent être remplacées par les coordonnées du vecteur $\vec{BA}$, exprimées dans le repère O_{xyz} . Les coordonnées cartésiennes du vecteur $\vec{BA}$, dans le repère O_{xyz} , s'expriment par l'équation (3-20).

$$\vec{BA} = \begin{cases} u = x_A - x_B \\ v = y_A - y_B \\ w = z_A - z_B \end{cases} \quad (3-20)$$

A partir des équations (3-18), (3-19) et (3-20), l'expression des coordonnées sphériques du point M est donnée par l'équation (3-21).

$$\begin{cases} \theta_{rep} = \arccos \left(\frac{w}{r} \right) \\ \varphi_{rep} = \arctan \frac{v}{u} + \begin{cases} 0 & \text{si } u > 0 \text{ et } v > 0 \\ 2\pi & \text{si } u > 0 \text{ et } v < 0 \\ \pi & \text{si } u < 0 \end{cases} \\ r = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \end{cases} \quad (3-21)$$

La transformation du cône C_z d'axe $\vec{Az}$ et de sommet A en un cône d'axe $\vec{BA}$, et de sommet A , s'effectue par deux rotations d'angles θ_{rep} et φ_{rep} , définis dans l'équation (3-21). La première rotation est une rotation d'angle θ_{rep} selon l'axe $\vec{Ay}$, notée $R_y(\theta_{rep})$. La seconde rotation est une rotation d'angle φ_{rep} et d'axe $\vec{Az}$, notée $R_z(\varphi_{rep})$. Les expressions des rotations $R_y(\theta_{rep})$ et $R_z(\varphi_{rep})$ sont respectivement données par les équations (3-22) et (3-23).

$$R_y(\theta_{rep}) = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{rep}) & 0 & \sin(\theta_{rep}) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_{rep}) & 0 & \cos(\theta_{rep}) \end{pmatrix} \quad (3-22)$$

$$R_z(\varphi_{rep}) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_{rep}) & -\sin(\varphi_{rep}) & 0 \\ \sin(\varphi_{rep}) & \cos(\varphi_{rep}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3-23)$$

2.3 Calcul des coordonnées des points d'intersections P_{SC2} dans le repère O_{xyz}

Dans le repère A_{xyz} , les coordonnées des points d'intersections P_{SC2} sont obtenues, en appliquant aux coordonnées cartésiennes des points d'intersections P_{SC1} , successivement, les matrices de rotation $R_y(\theta_{rep})$ et $R_z(\varphi_{rep})$ (déterminées au paragraphe 2.2), telles qu'illustrées par l'équation (3-24).

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = R_z(\varphi_{rep}) \cdot R_y(\theta_{rep}) \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3-24)$$

avec (x, y, z) et (x', y', z') , respectivement, les coordonnées cartésiennes des points P_{SC1} et P_{SC2} .

En remplaçant l'expression des coordonnées cartésiennes des points P_{SC1} par l'équation (3-18), et en appliquant les matrices de rotation $R_y(\theta_{rep})$ et $R_z(\varphi_{rep})$, les coordonnées cartésiennes des points P_{SC2} , dans le repère O_{xyz} , s'expriment par l'équation (3-25).

$$\begin{cases} x' = \rho \cdot \cos \varphi_{rep} \cdot \cos \theta_{rep} \cdot \cos \alpha + \rho \cdot \cos \varphi_{rep} \cdot \sin \theta_{rep} \cdot \cot \theta_c - \rho \cdot \sin \varphi_{rep} \cdot \sin \alpha + x_A \\ y' = \rho \cdot \sin \varphi_{rep} \cdot \cos \theta_{rep} \cdot \cos \alpha + \rho \cdot \sin \varphi_{rep} \cdot \sin \theta_{rep} \cdot \cot \theta_c + \rho \cdot \cos \varphi_{rep} \cdot \sin \alpha + y_A \\ z' = -\rho \cdot \sin \theta_{rep} \cdot \cos \alpha + \rho \cdot \cos \theta_{rep} \cdot \cot \theta_c + z_A \end{cases} \quad (3-25)$$

où $\rho = R \cdot \sin(\theta_c)$ avec R le rayon de la sphère défini par l'utilisateur, et θ_c l'angle de diffusion Compton.

L'expression des coordonnées cartésiennes des points P_{SC2} en coordonnées sphériques, dans le repère O_{xyz} , est alors donnée par l'équation (3-26). Ce sont les coordonnées sphériques des points d'intersections qui sont calculées par l'algorithme développé dans ces travaux de recherche.

$$\begin{cases} \theta = \arccos \frac{z'}{R} \\ \varphi = \arctan \frac{y'}{x'} + \begin{cases} 0 \text{ si } x' > 0 \text{ et } y' > 0 \\ 2\pi \text{ si } x' > 0 \text{ et } y' < 0 \\ \pi \text{ si } x' < 0 \end{cases} \\ R = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} \end{cases} \quad (3-26)$$

2.4 Représentations Thêta-Phi et XY

A partir des coordonnées sphériques déterminées par l'équation (3-26), nous proposons deux représentations pour les projections des cônes Compton. D'un point de vue théorique, chaque cône passe par la position de la source radioactive. En considérant un nombre suffisant de cônes Compton, la position de la source radioactive doit donc être mise en évidence par rapport au bruit de fond.

La première représentation est dite « Thêta-Phi » : elle consiste à afficher la distribution en deux dimensions des coordonnées θ et φ , représentant respectivement l'azimut et l'élévation. La rétroprojection directe est calculée à l'aide d'un programme MATLAB dédié. Pour des questions d'affichage il a été choisi de travailler avec des représentations pour lesquelles $\theta \in [-\pi, \pi]$ et $\varphi \in [0, \frac{\pi}{2}]$.

La seconde représentation proposée se compose d'une demi-sphère pixellisée sur laquelle la projection de chaque cône Compton est affichée. La figure 3-4 illustre deux représentations de la demi-sphère pixellisée. La représentation de la demi-sphère vue par l'origine du repère dans le plan défini par les axes x et y est celle utilisée dans la suite de ce mémoire. Il a été choisi de projeter les cônes Compton sur une demi-sphère et non sur une sphère, car la configuration classique en imagerie Compton (paragraphe 2.2 du chapitre 1) permet un champ de vue théorique de 180° . Un filtrage gaussien, et un seuillage à 50%, sont ensuite appliqués à l'image obtenue. Le filtrage gaussien est une méthode de régularisation et le filtrage permet de mettre en valeur la position reconstruite. La valeur de seuillage à 50% est une valeur arbitraire habituellement utilisée dans l'imagerie gamma. Le quadrillage affiché sur la demi-sphère pixellisée correspond à une pixellisation de 90×90 pixels.

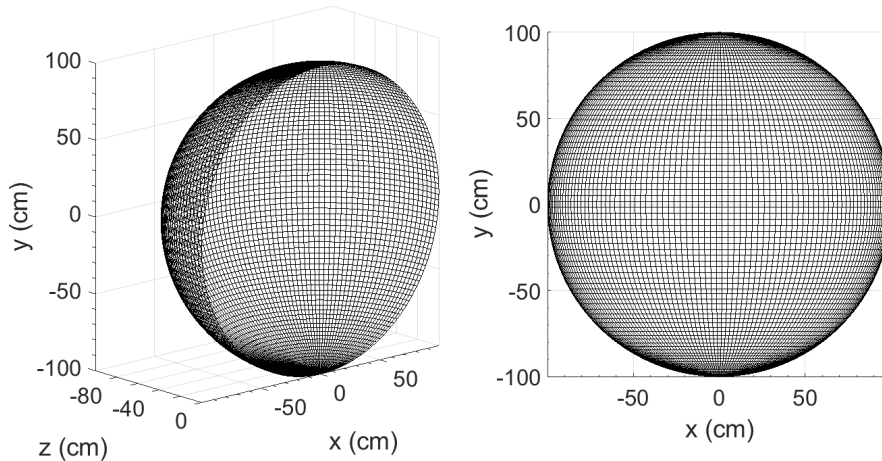


Figure 3-4 : Illustration de la demi-sphère sur laquelle sont projetés les cônes Compton. À gauche une représentation en trois dimensions selon un angle de vue quelconque. À droite la demi-sphère vue de l'origine du repère dans le plan défini par les axes x et y . La représentation de droite sera utilisée dans la suite de ces travaux.

Les figures 3-5 et 3-6 illustrent les deux représentations proposées de la localisation d'une source de ^{137}Cs par simulation Monte-Carlo avec l'algorithme de rétroprojection directe. La figure 3-5 montre la représentation angulaire des projections des cônes Compton. Sur la figure 3-6 (a), la projection brute des cônes Compton sur la demi-sphère pixellisée permet d'identifier la position de la source radioactive. Sur la figure 3-6 (b), un seuillage à 50%, et un filtrage gaussien sont appliqués, permettant de faire ressortir le point chaud correspondant à la source radioactive. C'est la représentation sur la demi-sphère pixellisée qui est choisie. Le choix s'est porté sur la seconde représentation car la superposition de cette dernière avec une image visible obtenue avec une caméra « fish-eye »³¹ est directe.

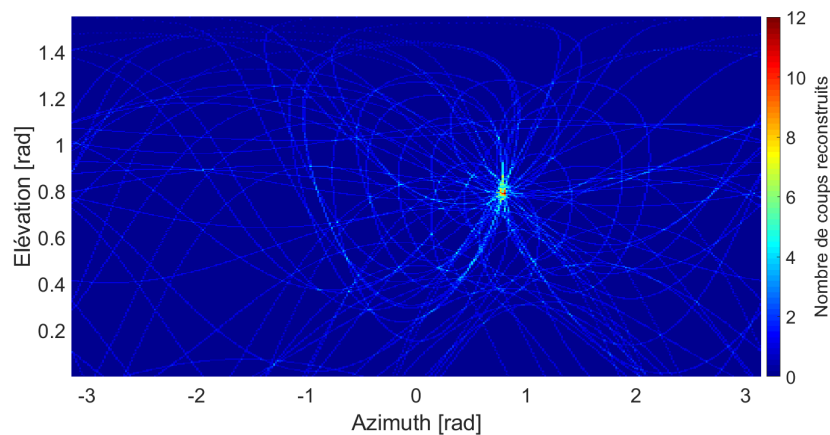


Figure 3-5 : Représentation angulaire de la localisation d'une source de ^{137}Cs par simulation Monte-Carlo.

³¹ Les caméra « fish-eye » sont des caméras visibles grand-angle qui permettent de réaliser des images visibles offrant un champ de vue qui peut s'étendre de 180° à 360° .

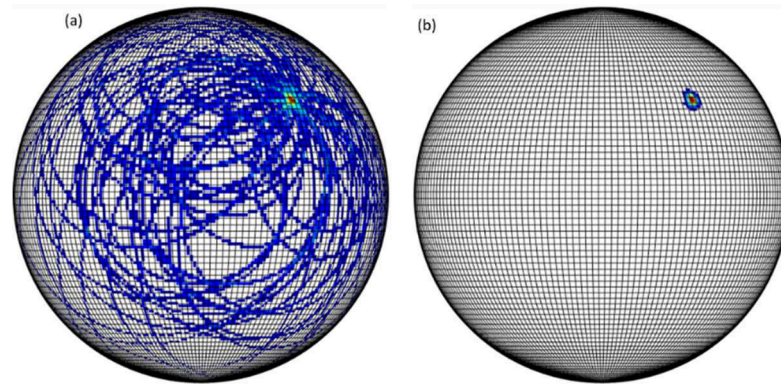


Figure 3-6 : Représentations sur une demi-sphère pixellisée de la localisation par simulation Monte-Carlo d'une source de ^{137}Cs avec l'algorithme de rétroprojection directe, (a) sans filtrage, (b) avec seuillage à 50% et un filtrage gaussien à 1 sigma.

L'algorithme de représentation des données Compton permet aussi de choisir la pixellisation de la demi-sphère. Une pixellisation trop fine de la demi-sphère ne permet de localiser une source qu'à condition d'avoir suffisamment d'événements par pixel. Alors qu'une pixellisation trop grossière ne permet pas d'obtenir une résolution angulaire satisfaisante. Il y a donc un compromis à définir. Ce compromis est relatif à la pixellisation de la demi-sphère sur laquelle sont projetés les cônes Compton.

La pixellisation de la demi-sphère correspond à une pixellisation uniforme de l'azimut et de l'élévation, pour un champ de vue de 180° . Ainsi une pixellisation de 90×90 pixels, correspondra à des pixels dont la taille est de 2° en longitude et en latitude. La figure 3-7 illustre l'impact de la pixellisation de la demi-sphère sur l'image décodée Compton. Le quadrillage superposé à la demi-sphère a pour objectif de faciliter la représentation. Ainsi, pour une pixellisation de $N \times N$ pixels de la demi-sphère, si $N \geq 90$ alors le quadrillage affiché correspond à 90×90 pixels, sinon il correspond à la pixellisation de la demi-sphère. Par exemple, dans le cas d'une pixellisation de 20×20 pixels de la demi-sphère alors le quadrillage affiché correspond à une pixellisation de 20×20 pixels. Alors que dans le cas d'une pixellisation de 180×180 pixels de la demi-sphère alors le quadrillage affiché correspond à une pixellisation de 90×90 pixels.

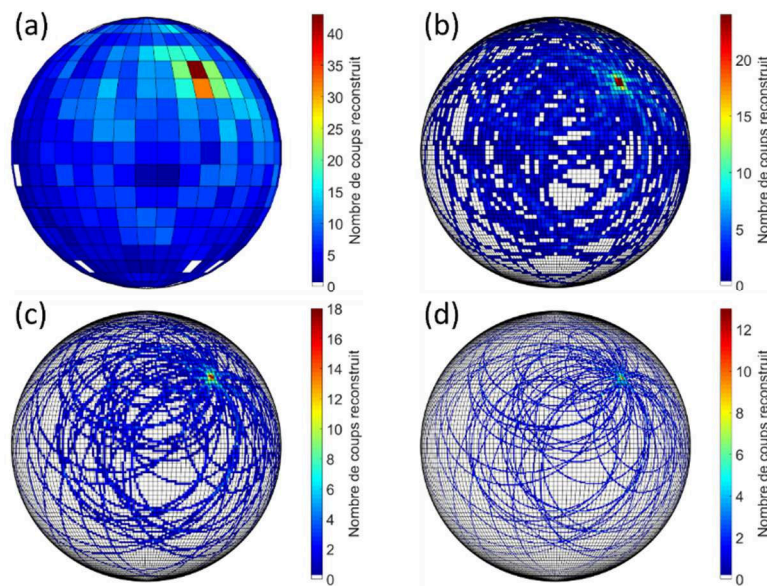


Figure 3-7 : Illustration de l'impact de la pixellisation de la demi-sphère sur laquelle sont projetés les cônes Compton : (a) 20×20 pixels ; (b) 90×90 pixels ; (c) 180×180 pixels ; (d) 360×360 pixels. Pour (a) le quadrillage affiché correspond à une pixellisation de 20×20 pixels, et pour (b), (c) et (d) le quadrillage correspond à une pixellisation de 90×90 pixels.

3. Développement de l'algorithme itératif LM-MLEM

L'algorithme LM-MLEM est un algorithme itératif qui repose sur la méthode d'espérance-maximisation du maximum de vraisemblance pour déterminer la position de la source radioactive (paragraphe 1.2.1). Cet algorithme converge vers la distribution de la source par le biais du maximum de vraisemblance entre les données mesurées et celles à observer.

3.1 Données mesurées en « mode liste » - *List Mode*

Le préfixe LM (List Mode) désigne le format des données mesurées en « mode liste ». Les données mesurées par la caméra Compton sont indexées en « mode liste », sous la forme $i = \overline{1, N_c}$. Le terme N_c correspond au nombre d'événements enregistrés, c'est-à-dire le nombre de couples d'interactions diffusion Compton – absorption photoélectrique. Chaque événement C_i est décrit par les paramètres $(P_{1,i}, E_{1,i}, P_{2,i}, E_{2,i})$. Les termes $P_{1,i}$ et $P_{2,i}$ décrivent, respectivement, les positions des première et seconde interactions (diffusion Compton, puis absorption photoélectrique). Quant aux termes $E_{1,i}$ et $E_{2,i}$, ils se rapportent aux énergies déposées, respectivement, lors de la première, et de la seconde interaction. Afin d'alléger l'écriture, un événement C_i sera décrit par les paramètres (P_1, E_1, P_2, E_2) . L'image à reconstruire est un espace pixellisé se composant de N_p pixels, indexés sous la forme $j = \overline{1, N_p}$. Dans notre cas, l'espace pixellisé est une demi-sphère pixellisée correspondant à un champ de vue de 180° (paragraphe 2.4).

L'objectif de l'algorithme LM-MLEM est d'estimer le paramètre λ par une suite d'estimations λ^n (avec n l'indice d'itération), tout en prenant en compte, la sensibilité du système (caractérisée par la matrice s_j), et de la matrice système t_{ij} , tel que décrit par l'équation (3-12) du paragraphe 1.2.1.3.

La première étape de l'algorithme LM-MLEM consiste à définir l'état initial λ^0 à partir duquel le processus itératif démarre. Dans notre cas, l'état initial λ^0 correspond à la rétroprojection directe des événements mesurés. Pour des raisons de normalisation, dans l'état initial λ^0 , la valeur associée à chacun des pixels traversés par un cône Compton correspond à la longueur parcourue par ledit cône dans le pixel considéré, pondérée par la longueur totale du cône.

Dans le cas de l'imagerie à deux dimensions, il peut être fait l'hypothèse suivante : pour tous les pixels j de l'image décodée, la valeur de s_j est de 1 (Wilderman *et al.*, 1998). Cette hypothèse n'est valable que dans le cas de l'imagerie à deux dimensions, et a un impact négligeable sur l'estimation finale de λ . En effet, en imagerie à deux dimensions, l'atténuation des photons émis par la source dans l'objet à reconstruire n'est pas prise en compte. Par conséquent, les variations dans s_j seront principalement induites par les variations d'angle solide.

En utilisant l'hypothèse décrite ci-dessus, l'algorithme LM-MLEM se résume, dans le cadre de ces travaux de recherche, à calculer la matrice système t_{ij} , et à appliquer l'équation (3-12) sur la rétroprojection directe.

3.2 Calcul de la matrice système t_{ij}

La matrice système t_{ij} représente la probabilité qu'un photon émis d'un pixel j soit détecté comme événement C_i . Pour chaque photon détecté, les variables suivantes sont définies :

- C : l'événement mesuré par le détecteur, décrivant les positions d'interactions, et leurs énergies respectives.
- $\tilde{C}$: l'événement réel, décrivant les positions réelles d'interactions et leurs énergies respectives.
- M : la position d'émission du photon.

La matrice système t_{ij} peut s'exprimer par l'équation (3-27) (Wilderman *et al.*, 1998).

$$t_{ij} = \int_{pixel} p(C = C_i | M = \tilde{M}) p(\tilde{M}) \chi_j(\tilde{M}) d_{pixel} \quad (3-27)$$

avec $p(\tilde{M})$ la probabilité d'émission du photon au point $\tilde{M}$, et $\chi_j(\tilde{M})$ est une fonction caractéristique définissant l'appartenance de $\tilde{M}$ au pixel j .

En prenant en compte les différents phénomènes physiques, tels que le bruit dans le détecteur, l'élargissement Doppler (paragraphe 1.2.2 du chapitre 1), ainsi que la résolution du détecteur, le terme $p(C = C_i | M = \tilde{M})$ de l'équation (3-27) peut s'exprimer comme la somme de toutes les probabilités associées à l'évènement « réel » $\tilde{C}_i$ menant à l'évènement mesuré C_i . La prise en compte de ces probabilités mène à l'équation (3-28) (Lojacono, 2012).

$$p(C = C_i | M = \tilde{M}) = \int p(C = C_i | \tilde{C} = \tilde{C}_i) p(\tilde{C} = \tilde{C}_i | M = \tilde{M}) d\tilde{C}_i \quad (3-28)$$

avec $p(C = C_i | \tilde{C} = \tilde{C}_i)$ la probabilité de mesurer C_i tel que l'évènement réel est $\tilde{C}_i$.

Le premier terme de l'équation (3-28), $p(C = C_i | \tilde{C} = \tilde{C}_i)$, peut être calculé en estimant que les distributions associées aux mesures d'énergie, et de positions, suivent une loi normale (Xu *et al.*, 2007). Un modèle simplifié pour l'expression du terme ci-dessus est proposé dans (Lojacono, 2012), illustré par l'équation (3-29).

$$p(C = C_i | \tilde{C} = \tilde{C}_i) = \delta(\beta - \tilde{\beta}) \quad (3-29)$$

avec δ la fonction de Dirac et $\tilde{\beta}$ l'angle de diffusion Compton réel.

Le second terme de l'équation (3-28), $p(\tilde{C} = \tilde{C}_i | M = \tilde{M})$, est décrit par le produit de trois probabilités énoncées ci-dessous (Wilderman *et al.*, 1998), et illustrées figure 3-8 :

- La probabilité qu'un photon soit émis à la position $\tilde{M}$,
- La probabilité de diffusion Compton, et des processus associés (dont l'élargissement Doppler),
- La probabilité d'absorption dans l'environnement (air), dans le diffuseur, et dans l'absorbeur.

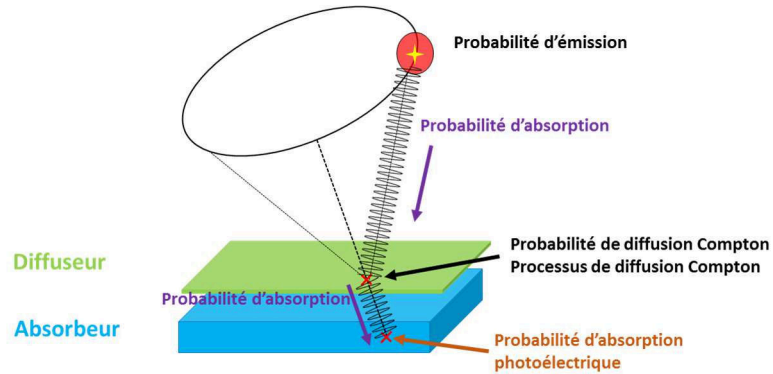


Figure 3-8 : Illustration du processus de détection d'une caméra Compton double-détecteurs, et des probabilités associées au transport du photon de la source radioactive jusqu'aux positions d'interaction.

En négligeant l'élargissement Doppler, la combinaison des probabilités décrites ci-dessus mène à l'expression du terme $p(\tilde{C} = \tilde{C}_i | M = \tilde{M})$, donnée par l'équation (3-30) (Wilderman *et al.*, 1998).

$$p(\tilde{C} = \tilde{C}_i | M = \tilde{M}) = \frac{1}{8\pi^2} \frac{\mu_C}{\mu_{1,a}} K(\tilde{\beta}, E_0) (1 - e^{-\mu_C d_1}) e^{-\mu_{1,a} d_{12}} (1 - e^{-\mu_{2,a} d_2}) \times \frac{|\cos(\tilde{\theta}_M)| |\cos(\tilde{\theta}_g)|}{\|\vec{V}_1 \vec{M}\|_2^2 \|\vec{V}_1 \vec{V}_2\|_2^2} \delta \left(\cos^{-1} \left(\frac{\langle \vec{V}_1 \vec{M}, \vec{V}_2 \vec{V}_1 \rangle}{\|\vec{V}_1 \vec{M}\|_2 \|\vec{V}_1 \vec{V}_2\|_2} \right) - \tilde{\beta} \right) \quad (3-30)$$

Dans l'équation (3-30), le terme μ_c correspond à la section efficace de diffusion Compton. Les termes $\mu_{1,a}$ et $\mu_{2,a}$ décrivent respectivement les sections efficaces d'absorption totale dans le plan diffuseur (indice 1), et dans le plan absorbeur (indice 2). Le paramètre d_1 est la distance parcourue par le photon incident jusqu'à ce qu'il soit diffusé dans le diffuseur. Le paramètre d_{12} , quant à lui, correspond à la distance parcourue par le photon diffusé dans le diffuseur. Le coefficient d_2 décrit la distance parcourue par le photon diffusé dans l'absorbeur avant l'absorption photoélectrique. Le terme $K(\beta, E)$ correspond à la section efficace de diffusion Compton, calculée à l'aide de la formule de Klein-Nishina pour des photons non polarisés (paragraphe 1.2.2 du chapitre 1). Les deux angles $\tilde{\theta}_m$ et $\tilde{\theta}_g$ correspondent, respectivement, aux angles azimutaux du photon incident et du photon diffusé. Par conséquent, le terme $\frac{|\cos(\tilde{\theta}_M)|}{\|\vec{V}_1\vec{M}\|_2^2}$ décrit l'angle solide du pixel vu depuis la source, et le terme $\frac{|\cos(\tilde{\theta}_g)|}{\|\vec{V}_1\vec{V}_2\|_2^2}$ correspond à l'angle solide entre la position de la première interaction et de la seconde interaction. Pour des questions d'écriture, le terme $\cos^{-1}\left(\frac{\langle\vec{V}_1\vec{M}, \vec{V}_2\vec{V}_1\rangle}{\|\vec{V}_1\vec{M}\|_2\|\vec{V}_1\vec{V}_2\|_2}\right)$ est noté $\widetilde{\beta}_M$. Les termes associés aux sections efficaces Compton et d'absorption peuvent être négligés, et les incertitudes associées aux positions d'interaction sont négligées, simplifiant l'expression de l'équation (3-30) par l'équation (3-31) (Lojacono, 2012).

$$p(\tilde{C} = \tilde{C}_i | M = \tilde{M}) = K(\tilde{\beta}, E_0) * \frac{|\cos(\theta_M)|}{\|\vec{V}_1\vec{M}\|_2^2} \frac{|\cos(\theta_g)|}{\|\vec{V}_1\vec{V}_2\|_2^2} \delta(\widetilde{\beta}_M - \tilde{\beta}) \quad (3-31)$$

Il est fait l'hypothèse que tous les pixels j de l'image décodée ont la même taille, et que la probabilité d'émission d'un photon associée à chaque pixel j est uniforme. Dans l'expression du LM-MLEM (équation (3-12), paragraphe 1.2.1.3), les termes t_{ij} et t_{ik} se situent respectivement au numérateur et au dénominateur. Par conséquent, les constantes ainsi que les facteurs ne dépendant pas des pixels s'annulent, l'expression de t_{ij} devient l'équation (3-32).

$$t_{ij} = \int_{M \in p_j} K(\beta_M, E_0) \frac{|\cos(\theta_M)|}{\|\vec{V}_1\vec{M}\|_2^2} dS \quad (3-32)$$

avec ds l'élément de surface du pixel p_j .

L'équation (3-32) peut être simplifiée en ne considérant que le centre des pixels, l'expression de la matrice système t_{ij} devient l'équation (3-33).

$$t_{ij} = K(\beta_M, E_0) \frac{|\cos(\theta_M)|}{\|\vec{V}_1\vec{M}\|_2^2} * S \quad (3-33)$$

avec M le centre du pixel j et S la surface du pixel.

Il a été proposé dans (Xu *et al.*, 2004) que pour un système reposant sur des détecteurs, dont les dimensions sont de 15 mm×15 mm×10 mm, les variations de la matrice système t_{ij} ne sont pas significatives. Autrement dit les valeurs la matrice t_{ij} sont quasiment constantes et peuvent finalement être remplacées par des « 1 » pour les positions dans lesquelles un cône Compton est reconstruit, et « 0 » sinon. Par conséquent, le calcul de la matrice système t_{ij} peut être ignoré. Ceci, d'une part, simplifie la résolution du problème, mais aussi permet un gain en terme de temps de calcul (nous rappelons que la matrice système est calculée au cours du processus itératif).

D'autres modèles pour calculer la matrice système sont proposés dans la littérature, comme dans les références (Xu *et al.*, 2007; Tornga *et al.*, 2009). Ces modèles ne négligent pas les incertitudes, intègrent les probabilités d'interaction, mais aussi les distances parcourues par les photons. Ils sont donc plus proches de la physique. Cependant dans le cadre de ces travaux de recherche, il a été choisi d'implémenter la méthode la plus directe. Une étude approfondie sera menée à la suite de ces travaux

de recherche pour évaluer l'impact de l'estimation de la matrice système sur la reconstruction de la source radioactive.

La figure 3-9 illustre l'utilisation de l'algorithme LM-MLEM développé au cours de ces travaux de recherche pour localiser une source radioactive. Les données utilisées pour la figure 3-9 sont identiques à celles de la figure 3-7. L'utilisation de l'algorithme itératif LM-MLEM apporte un gain en terme de résolution angulaire par rapport à l'algorithme de rétroprojection directe.

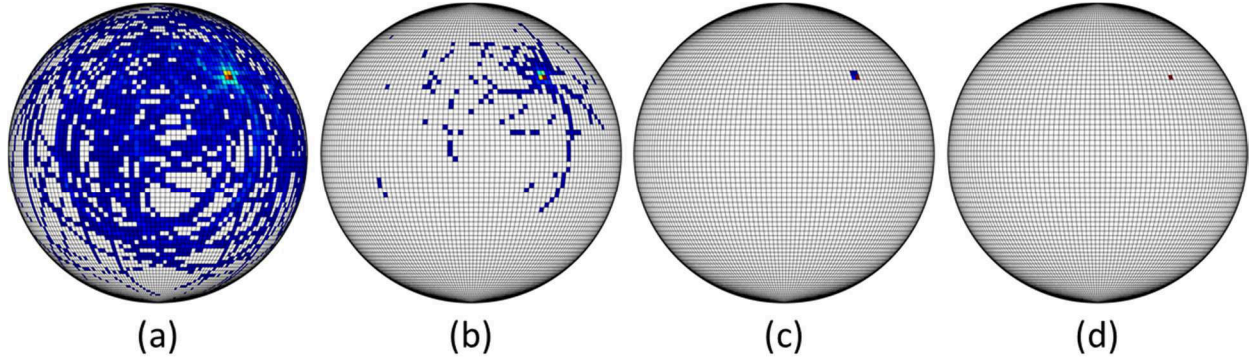


Figure 3-9 : Localisation d'une source radioactive à l'aide de l'algorithme itératif LM-MLEM développé dans ces travaux de recherche pour (a) 1 itération ; (b) 2 itérations ; (c) 3 itérations et (d) 4 itérations.

4. Sources d'incertitudes angulaires

L'incertitude angulaire est un des paramètres importants à prendre en compte afin d'estimer la résolution angulaire d'un système d'imagerie Compton. Dans la littérature, la résolution angulaire d'un système d'imagerie Compton est habituellement décrite en matière d'ARM (*Angular Resolution Measurement*) (Ordonez, 1999; Xu, 2006; Aprile *et al.*, 2008; Takeda, 2009; Galloway *et al.*, 2017; Kishimoto, 2017). Par conséquent, nous proposons dans un premier temps une description de l'ARM (paragraphe 4.1). Plusieurs facteurs contribuent à l'ARM dans l'image reconstruite. Ces facteurs incluent les propriétés intrinsèques du système de détection, telles que les résolutions en énergie et en positions, mais aussi la nature de la diffusion Compton, qui est impactée par l'élargissement Doppler. Les différents facteurs, et leurs contributions, sont décrits dans les paragraphes suivants.

Les sources d'incertitudes angulaires présentées dans ce paragraphe contribuent à l'incertitude angulaire sur les cônes Compton reconstruits (et donc à l'ARM). L'état initial pour l'algorithme itératif LM-MLEM (paragraphe 3) correspond à la projection des cônes Compton calculée à l'aide de l'algorithme de rétroprojection directe (paragraphe 2). Par conséquent l'évaluation des sources d'incertitudes présentée dans ce paragraphe s'appliquent aux deux algorithmes développés dans ces travaux de recherche.

4.1 Mesure de résolution angulaire – ARM, *Angular Resolution Measurement*

L'ARM est définie comme la différence entre l'angle de diffusion Compton « réel », et l'angle de diffusion Compton reconstruit à partir des données mesurées. Comme illustré sur la figure 3-10 (Xu, 2006), un photon d'énergie E_0 émis à la position r_0 dépose une énergie E_1 à la position r_1 par diffusion Compton, puis est absorbé à la position r_2 en déposant une énergie E_2 . En raison des incertitudes sur les positions et les énergies mesurées induites par les détecteurs, les valeurs mesurées sont respectivement (E_{1m}, r_{1m}) et (E_{2m}, r_{2m}) . Par conséquent, la rétroprojection des cônes Compton ne correspond pas à la position réelle de la source.

L'ARM est définie comme la différence entre les angles θ_r et θ_e , tel qu'illustré sur la figure 3-10. Le terme θ_e est calculé à partir des énergies mesurées (E_{1m} et E_{2m}), et de l'équation de la diffusion Compton, tel qu'exprimé par l'équation (3-34). L'angle θ_r , quant à lui, est calculé à partir de la position réelle r_0 de la source, et des positions d'interactions mesurées r_{1m} et r_{2m} , tel que défini par l'équation (3-35).

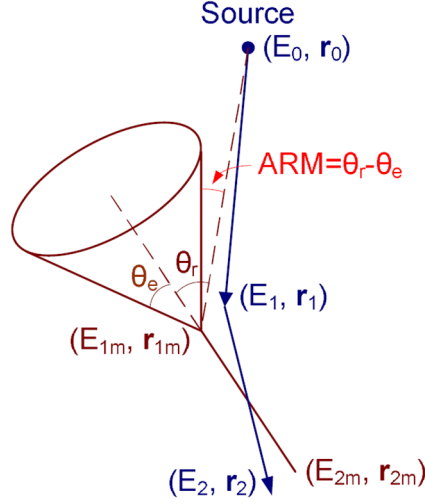


Figure 3-10 : Illustration de l'ARM (Angular Resolution Measurement) (Xu, 2006).

$$\theta_e = \cos^{-1} \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{1m} + E_{2m}} - \frac{m_e c^2}{E_{2m}} \right) \quad (3-34)$$

$$\theta_r = \cos^{-1} \frac{(r_{1m} - r_0) \cdot (r_{2m} - r_{1m})}{|r_{1m} - r_0| |r_{2m} - r_{1m}|} \quad (3-35)$$

4.2 Contribution de la pixellisation des détecteurs

Les positions d'interactions de la diffusion Compton, et de l'absorption photoélectrique, déterminent l'axe du cône Compton. Par conséquent, la pixellisation des détecteurs joue un rôle majeur sur l'incertitude associée à l'axe du cône Compton. Les calculs d'erreur présentés ci-après sont effectués en considérant une configuration composée de deux plans parallèles, le premier plan jouant le rôle de diffuseur, et le second plan, le rôle d'absorbeur (figure 3-2).

En faisant l'hypothèse que la diffusion Compton se produit à la position $P_1(x_1, y_1, z_1)$, et l'absorption photoélectrique se produit à la position $P_2(x_2, y_2, z_2)$. L'axe du cône Compton, passant par les deux positions d'interactions citées ci-dessus, peut être défini selon deux angles θ et φ , respectivement, décrits par les équations (3-36) et (3-37).

$$\theta = \tan^{-1} \frac{z_2 - z_1}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}} \quad (3-36)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \quad (3-37)$$

Par un calcul de propagation d'erreur, les incertitudes σ_θ^2 et σ_φ^2 associées aux angles θ et φ s'expriment respectivement par les équations (3-38) et (3-39). Dans ces deux équations, le terme p correspond à la taille des pixels composant le détecteur.

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{[(x_2 - x_1)^2 + (y_1 - y_2)^2] * (\Delta z_1^2 + \Delta z_2^2)}{d^4} + \frac{(z_2 - z_1)^2 * p^2}{6d^4} \quad (3-38)$$

avec d^2 la distance au carré entre les positions d'interaction, $d^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_2 - z_1)^2$, Δz_1 et Δz_2 correspondent respectivement aux épaisseurs du diffuseur et de l'absorbeur.

$$\sigma_{\varphi}^2 = \frac{1}{(x_2 - x_1)^2 + (y_1 - y_2)^2} * \frac{p^2}{6} \quad (3-39)$$

Les incertitudes σ_{φ} et σ_{θ} n'étant pas orthogonales sur la demi-sphère, l'élargissement du cône Compton est différent selon l'angle de diffusion Compton. Les incertitudes associées à l'axe du cône Compton dépendent donc de la direction de la source radioactive. L'élargissement du cône projeté sur la demi-sphère pixellisée, pour tout angle de diffusion Compton β , peut être approximé par l'équation (3-40) (Xu *et al.*, 2004)..

$$\sigma_p(\beta) = \sigma_{\theta} \cos^2 \beta + \sigma_{\varphi} \sin^2 \beta \quad (3-40)$$

Afin d'évaluer correctement un système d'imagerie Compton il est important de caractériser l'incertitude angulaire induite par la pixellisation des détecteurs. Pour des raisons de simplification, la source de photons gamma est placée dans la direction z. Cette hypothèse permet de considérer l'angle θ comme l'angle de diffusion Compton, tel qu'illustré sur la figure 3-11. La figure 3-12 illustre la contribution de la pixellisation sur l'incertitude angulaire associée à l'angle θ , en fonction de l'angle de diffusion Compton, pour différentes distances entre le diffuseur et l'absorbeur. Sur la figure 3-12, les courbes en pointillés correspondent aux valeurs d'angles de diffusion Compton ne satisfaisant les contraintes quant à la géométrie des détecteurs. Autrement dit, avec la configuration considérée, ces valeurs ne sont pas possibles. Le calcul est effectué en utilisant les caractéristiques des détecteurs Timepix3 disponibles (paragraphe 4, chapitre 1) : un pas de pixellisation de 55 μm , une épaisseur pour le diffuseur de 300 μm , et une épaisseur pour l'absorbeur de 1 mm. La distance entre les deux détecteurs varie de 0,2 cm à 5 cm. Lorsque la distance entre les deux détecteurs augmente, la résolution angulaire s'améliore jusqu'à une valeur inférieure à 1 degré pour la distance maximale de 5 cm. Cependant, l'efficacité de détection diminue quand la distance entre l'absorbeur et le diffuseur augmente, puisque le nombre de photons diffusés s'échappant du système augmente. Il y a donc un compromis entre l'efficacité de détection et la résolution angulaire.

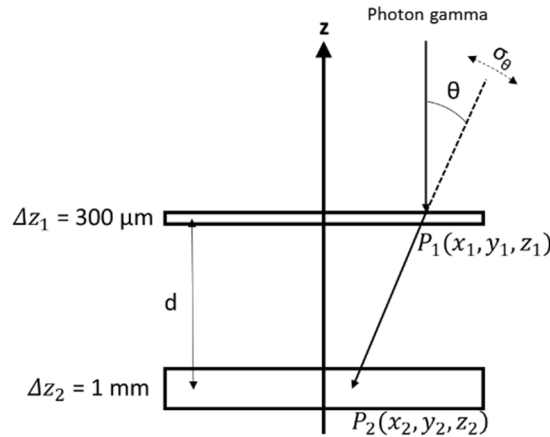


Figure 3-11 : Hypothèse simplifiée pour estimer l'impact de la pixellisation et de la distance entre les deux détecteurs.

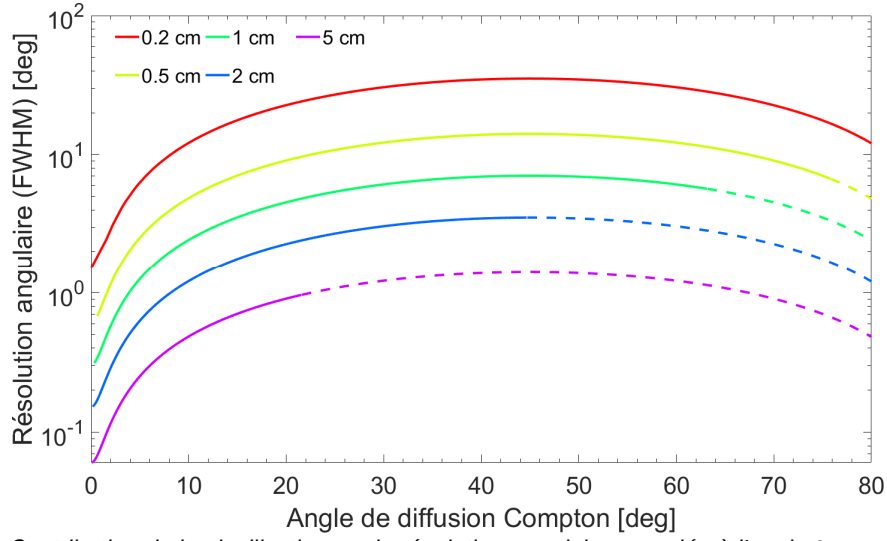


Figure 3-12 : Contribution de la pixellisation sur la résolution angulaire associée à l'angle θ pour des distances entre le détecteur diffuseur et absorbeur comprises entre 0,2 et 5 cm. La taille des pixels est de $55 \mu\text{m}$, l'épaisseur du diffuseur est de $300 \mu\text{m}$ et celle de l'absorbeur de 1 mm.

4.3 Contribution de la résolution en énergie

La contribution des incertitudes sur l'énergie mesurée, sur l'incertitude de l'angle de diffusion Compton, est calculée au moyen d'un calcul de propagation d'erreurs sur l'équation de la diffusion Compton (équation (1-4)). Dans le cadre d'une configuration composée d'un plan diffuseur et d'un plan absorbeur (figure 3-2), la contribution de la résolution en énergie est calculée au moyen d'une propagation d'erreur, et est donnée par l'équation (3-41).

$$(\Delta\beta_e)^2 = \left[\frac{m_e c^2}{\sin \beta} \frac{1}{(E_1 + E_2)^2} \right]^2 (\Delta E_1)^2 + \left[\frac{m_e c^2}{\sin \beta} \left(\frac{1}{(E_1 + E_2)^2} - \frac{1}{E_2^2} \right) \right]^2 (\Delta E_2)^2 \quad (3-41)$$

avec β l'angle de diffusion Compton, E_1 l'énergie déposée lors de la diffusion Compton, et E_2 l'énergie déposée lors de l'absorption photoélectrique.

Les termes ΔE_1 et ΔE_2 de l'équation (3-41) correspondent respectivement aux incertitudes en énergie associées au plan diffuseur, et au plan absorbeur. L'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie pour les détecteurs Timepix3 Si, et Timepix3 CdTe, a été évaluée expérimentalement dans les paragraphes 5.6 et 5.7 du chapitre 2. Pour chacun des deux détecteurs Timepix3, un ajustement mathématique a été calculé à partir des données expérimentales. Par conséquent, ce sont ces ajustements qui sont utilisés pour évaluer la contribution des incertitudes en énergies sur l'angle de diffusion Compton.

La figure 3-12 montre l'impact de la résolution en énergie sur la résolution angulaire, en fonction de l'angle de diffusion Compton pour différentes énergies incidentes. Les énergies incidentes utilisées correspondent à des énergies d'intérêt dans l'industrie nucléaire. La contribution des résolutions en énergie diminue avec l'énergie incidente. Cet aspect s'explique par la forme de l'équation (3-41), puisque l'incertitude angulaire induite par la résolution en énergie peut s'exprimer grossièrement comme inversement proportionnelle à l'énergie des photons gamma incidents. Pour des photons gamma d'énergies supérieures à 360 keV, la contribution de la résolution en énergie peut être réduite à des valeurs inférieure à 1 degré. Pour des énergies inférieures, notamment à 59 keV (énergie du photon gamma de ^{241}Am), la contribution de la résolution en énergie est de l'ordre de la dizaine de degrés et devient donc significatif, rendant les mesures en imagerie Compton à ces énergies moins précises. Cependant l'utilisation de l'information en masque codé (qui possède de très bonnes performances quand l'énergie des photons diminue) devrait améliorer les résultats pour les basses énergies.

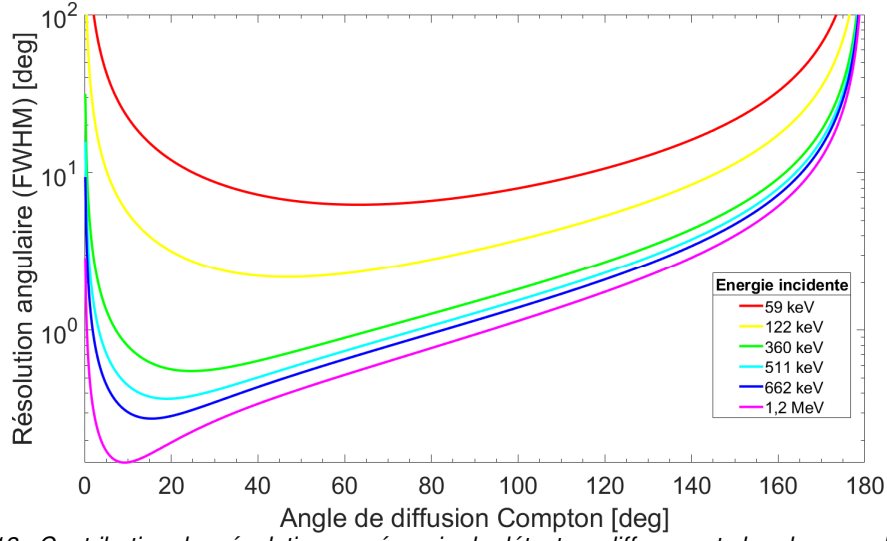


Figure 3-13 : Contribution des résolutions en énergie du détecteur diffuseur et absorber sur l'incertitude angulaire en fonction de l'angle de diffusion Compton pour des photons d'énergies différentes.

4.4 L'élargissement Doppler

L'équation de la diffusion Compton proposée par Klein-Nishina (équation (1-4)) est basée sur l'hypothèse selon laquelle l'électron sur lequel a lieu la diffusion Compton, est libre et au repos. Dans la pratique cette hypothèse n'est pas vraie, puisque l'électron est lié à un noyau et possède une quantité de mouvement finie. Bien que cet effet soit négligeable pour des énergies supérieures au MeV, ce n'est pas le cas pour des énergies inférieures (Zoglauer *et al.*, 2003). Cet effet, habituellement appelé élargissement Doppler, est décrit par une double section efficace différentielle (DDCS, *double differential cross section*) obtenue à l'aide de l'approximation relativiste de l'impulsion, et est décrite par l'équation (3-42) (Ribberfors, 1975).

$$\frac{d^2\sigma}{dE_1 d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 2\pi \frac{m_e E_1}{E_0 q} \left(\frac{E_1}{E_0} + \frac{E_0}{E_1} - \sin^2 \beta \right) J(p_z) \quad (3-42)$$

Dans l'équation (3-42), r_0 correspond au rayon classique de l'électron, $q = |k - k'|$ où k et k' correspondent respectivement aux vecteurs d'onde du photon incident, et du photon diffusé, E_0 est l'énergie du photon incident, E_1 est l'énergie du photon diffusé, et β décrit l'angle de diffusion Compton. Le terme $J(p_z)$ correspond au profil Compton, et dépend du matériau considéré, c'est ce terme qui domine la distribution. Les autres termes de l'équation (3-42) sont approximativement constants pour une énergie incidente et un angle de diffusion donnés. Le terme p_z est obtenu à l'aide de l'équation de conservation de mouvement et d'énergie, son expression est donnée par l'équation (3-43).

$$p_z = \frac{E_0 E_1 (1 - \cos \beta) - m_e c^2 (E_0 - E_1)}{c \sqrt{E_0^2 + E_1^2 - 2 E_0 E_1 \cos \beta}} \quad (3-43)$$

avec m_e la masse de l'électron.

Le profil Compton $J(p_z)$ décrit la distribution des quantités de mouvement des électrons du cortège pour un matériau donné, les valeurs de ces profils sont tabulées (Biggs *et al.*, 1975). La figure 3-14 illustre les profils Compton pour trois matériaux semi-conducteurs : du silicium, du germanium et du

tellurure de cadmium³². Le germanium est affiché à titre comparatif. La distribution des profils Compton montre que l'élargissement Doppler est le plus important pour le tellurure de cadmium, parmi les trois matériaux présentés. Plus le numéro atomique (Z) du matériau est élevé, plus la largeur du profil Compton $J(p_z)$ sera grande.

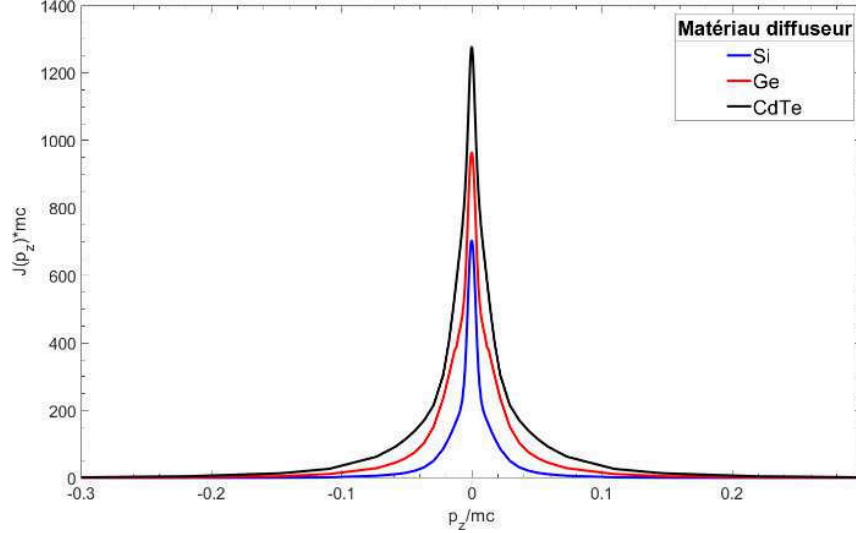


Figure 3-14 : Profils Compton pour du silicium (Si), du germanium (Ge), et du tellurure de cadmium (CdTe). Les profils sont des valeurs numériques tabulées en unité Hartree-Fock³³ (Biggs et al., 1975).

A partir des profils Compton, l'incertitude sur l'énergie du photon diffusé est évaluée. Dans (Matscheko et al., 1989), l'impact de la distribution des quantités de mouvement des électrons sur l'énergie du photon diffusée est donné par l'équation (3-44), avec les énergies exprimées en keV, et le terme p_{z1} exprimé en unité atomique. Le terme p_{z1} est défini par $p_{z1} = \frac{\Delta p_z}{2}$ avec Δp_z la largeur à mi-hauteur du profil Compton $J(p_z)$.

$$\Delta E_c = 2 \left(\frac{E_c}{E_0} \right) \left(\frac{p_{z1}}{137.04} \right) \sqrt{E_0^2 + E_c^2 - 2E_0 E_c \cos \beta} \quad (3-44)$$

avec E_0 l'énergie du photon incident, E_c l'énergie du photon diffusé, et β l'angle de diffusion Compton.

Les figures 3-15, 3-16, et 3-17 illustrent l'élargissement de la distribution de l'énergie du photon diffusé, pour différents angles de diffusions Compton, et différentes énergies de photon incident, respectivement, pour du silicium, du germanium, et du tellurure de cadmium. Le profil Compton du tellurure de cadmium est plus large que celui du silicium et du germanium (figure 3-14), par conséquent la distribution en énergie des photons diffusés (pour un même angle de diffusion et une énergie initiale des photons incidents équivalentes) est plus large dans le cas du tellurure de cadmium. Cet effet est d'autant plus accentué que l'angle de diffusion Compton augmente, et l'énergie du photon incident diminue.

³² Pour tellurure de cadmium, le profil Compton est obtenu en moyennant les profils Compton du tellure et du cadmium.

³³ La méthode Hartree-Fock est une méthode de calcul utilisée en physique et chimie numérique. Elle est notamment utilisée pour résoudre l'équation de Schrödinger pour des atomes, des molécules, des nanostructures ou bien des solides.

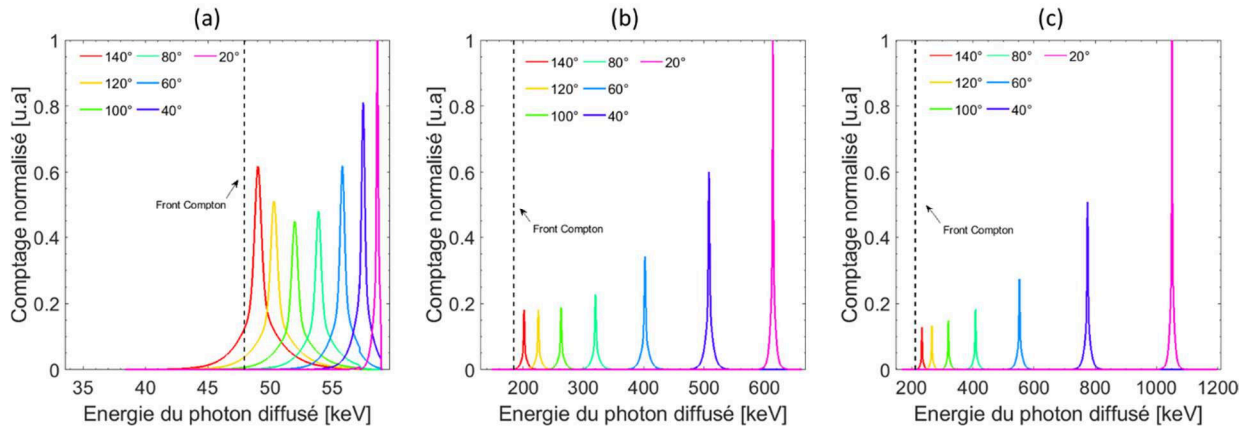


Figure 3-15 : Distribution de l'énergie du photon diffusé, pour du silicium, pour différents angles de diffusion Compton (20°, 40°, 60°, 80°, 100°, 120° et 140°) et différentes énergies des photons incidents : (a) 59 keV ; (b) 662 keV ; (c) 1,2 MeV.

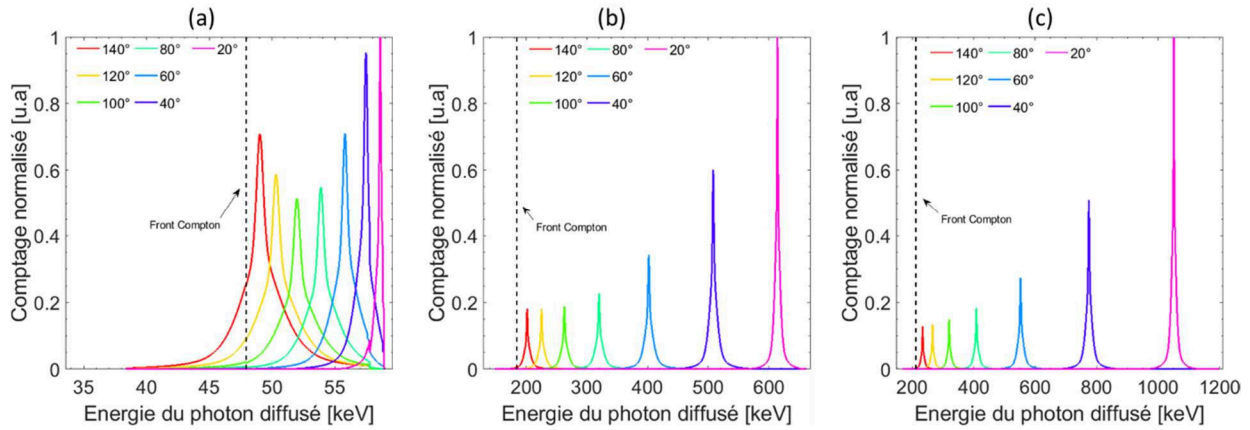


Figure 3-16 : Distribution de l'énergie du photon diffusé, pour du germanium, pour différents angles de diffusion Compton (20°, 40°, 60°, 80°, 100°, 120° et 140°) et différentes énergies des photons incidents : (a) 59 keV ; (b) 662 keV ; (c) 1,2 MeV.

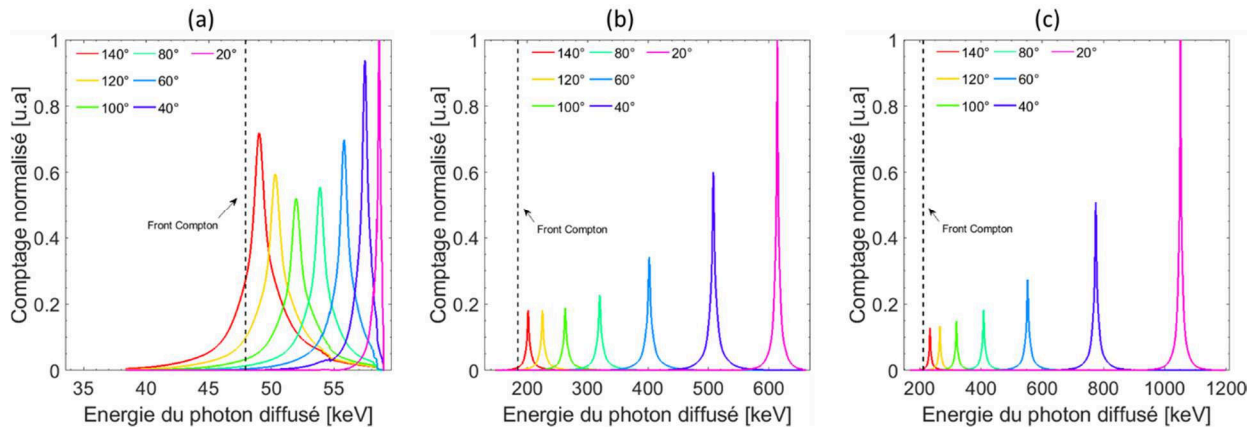


Figure 3-17 : Distribution de l'énergie du photon diffusé, pour du tellure de cadmium, pour différents angles de diffusion Compton (20°, 40°, 60°, 80°, 100°, 120° et 140°) et différentes énergies des photons incidents : (a) 59 keV ; (b) 662 keV ; (c) 1,2 MeV.

A partir de l'élargissement de l'énergie du photon diffusé créé par l'élargissement Doppler, l'élargissement angulaire du cône Compton, noté $\Delta\beta_d$, est ensuite approximé par l'équation (3-45) (Solomon *et al.*, 1988).

$$\Delta\beta_d \approx \frac{(1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \beta))^2}{\frac{E_0^2}{m_e c^2} \sin \beta} \Delta E_c \quad (3-45)$$

avec ΔE_c correspondant à l'incertitude sur l'énergie des photons diffusés, calculée au moyen de l'équation (3-44).

La figure 3-18 présente les élargissements angulaires des cônes Compton (largeurs à mi-hauteur) pour du silicium, du germanium, du tellure cadmium, pour des photons incidents d'énergies 59 keV, 300 keV, 662 keV, et 1,2 MeV. L'élargissement angulaire créé par l'élargissement Doppler est d'autant plus important que l'énergie incidente est basse, et que le numéro atomique (Z) du matériau est élevé. Par conséquent, l'élargissement Doppler appuie le fait qu'il est préférable d'utiliser un matériau (semi-conducteur) dont le numéro atomique (Z) est le plus petit possible en tant que diffuseur, soit dans notre cas le silicium. D'autre part, l'élargissement Doppler introduit une limite de résolution angulaire intrinsèque. Cela implique, dans le cas de la configuration de la figure 3-2 (qui repose sur un plan diffuseur en silicium et un plan absorbeur de tellure de cadmium), que la meilleure résolution angulaire possible (en considérant des détecteurs avec une résolution en énergie et en position parfaite) sera de 3°. L'effet Doppler est le facteur limitant la résolution angulaire en imagerie Compton quand l'énergie des photons gamma diminue. Cependant, l'utilisation de l'imagerie à masque codé (qui permet une résolution angulaire expérimentale de 2° à 59 keV), pour ces énergies, permettra de compenser la dégradation de la résolution angulaire en imagerie Compton quand l'énergie des photons diminue.

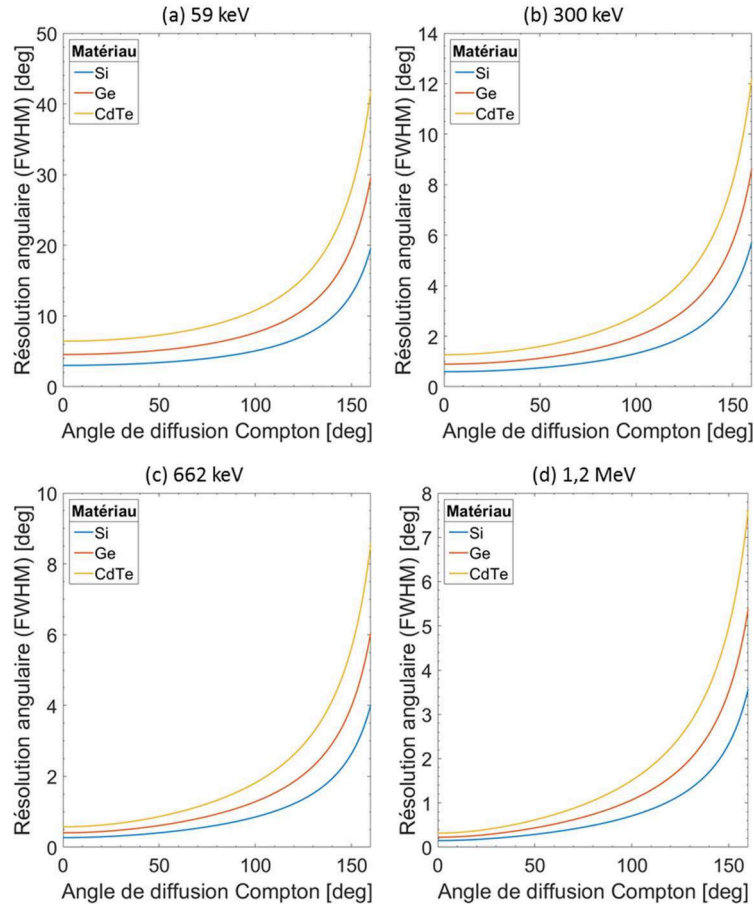


Figure 3-18 : Contribution de l'élargissement Doppler à l'incertitude sur l'angle de diffusion Compton pour du silicium (Si), germanium (Ge) et tellure de cadmium (CdTe). Les énergies des photons incidents sont de 59 keV (a) ; 300 keV (b) ; 662 keV (c) et 1,2 MeV (d).

5. Synthèse du chapitre 3

Dans ce chapitre, deux algorithmes de localisation par imagerie Compton ont été développés. L'algorithme de rétroprojection directe (paragraphe 2) consiste à projeter sur une demi-sphère pixellisée les cônes Compton. A partir de ces projections, la position de la source radioactive est identifiée comme la position pour laquelle le plus grand nombre de cônes Compton se chevauchent. Le second algorithme est une méthode itérative (paragraphe 3), il s'agit de l'algorithme LM-MLEM. Cette méthode consiste à déterminer de manière itérative la position de la source radioactive à partir de la rétroprojection des cônes Compton, tout en prenant en compte des caractéristiques de l'imageur. Les deux méthodes développées permettent de localiser des sources radioactives. Bien que l'algorithme de rétroprojection soit le plus « simple » et direct, l'algorithme LM-MLEM présente l'avantage de produire des images plus résolues que l'algorithme de rétroprojection directe.

Cependant, l'évaluation des sources d'incertitudes pour l'imagerie Compton a montré plusieurs facteurs limitants quelle que soit la méthode de reconstruction utilisée. Le premier facteur limitant concerne la pixellisation des détecteurs. Il a été montré qu'il y a un compromis entre la sensibilité du système d'imagerie et sa résolution angulaire. Une amélioration de la résolution angulaire implique une diminution de la sensibilité du système et inversement. Le deuxième facteur est la résolution en énergie des détecteurs combinée à la mécanique de diffusion Compton, qui implique que l'utilisation de l'imagerie Compton pour localiser des sources d' ^{241}Am n'est pas envisageable. Le dernier facteur est l'élargissement Doppler qui montre que la résolution angulaire ne sera pas inférieure à 3° .

Désormais, les deux détecteurs Timepix3 sont étalonnés en énergie (chapitre 2), et deux algorithmes de reconstruction Compton sont développés. La prochaine étape consiste à dimensionner un imageur à partir des détecteurs Timepix3 et des algorithmes développés. L'évaluation des sources d'incertitudes a montré que la reconstruction d'une source d' ^{241}Am n'était, *a priori*, pas réalisable à l'aide de l'imagerie Compton et des détecteurs disponibles. Or, l'imagerie à masque codé est très efficace en matière de sensibilité et de résolution angulaire pour des sources de « basses énergies » (chapitre 1). Cet aspect renforce le choix du développement d'un imageur hybride, qui est présenté dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4 : DIMENSIONNEMENT ET EVALUATION D'UN PROTOTYPE D'IMAGEUR HYBRIDE BASE SUR LE DETECTEUR TIMEPIX3

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au dimensionnement et à l'évaluation des performances d'un prototype d'imageur hybride basé sur le détecteur Timepix3. Dans le cadre de ces travaux de recherche, un imageur hybride désigne un imageur, dans lequel sont associées les techniques d'imagerie à masque codé et d'imagerie Compton. L'imagerie à masque codé fait partie de l'état de l'art du laboratoire. C'est pourquoi, dans un premier temps il a été nécessaire de dimensionner un imageur Compton basé sur le détecteur Timepix3. Il a été choisi de développer deux prototypes d'imageurs, c'est l'objet du paragraphe 1. Dès lors que les configurations ont été définies, des simulations Monte-Carlo ont permis d'évaluer, et de valider les capacités de localisation par imagerie Compton de ces deux configurations. Ces aspects sont décrits dans le paragraphe 2. Dans le paragraphe 3, les capacités de localisation par imagerie Compton et masque codé d'une des configurations proposées sont évaluées expérimentalement. Enfin, dans le paragraphe 4, deux prototypes d'imageurs hybrides sont dimensionnés, et les capacités de localisation d'un des deux prototypes sont illustrées, validant les développements menés au cours de ces travaux de recherche.

1. Dimensionnement d'imageurs Compton basés sur Timepix3

Les développements présentés dans les chapitres précédents permettent d'envisager le développement d'un imageur Compton basé sur la technologie Timepix3. Dans le cadre de ces travaux de thèse, il a été choisi de développer deux configurations d'imageurs Compton. La première repose sur l'utilisation de deux détecteurs Timepix3, appelée configuration « double-détecteurs », et la seconde, désignée par les termes configuration « mono-détecteur », repose quant à elle sur un seul détecteur Timepix3.

Dans les paragraphes 1.1 et 1.2, sont décrites respectivement les configurations « double-détecteurs » et « mono-détecteur ».

1.1 Description de la configuration double-détecteurs

Habituellement, les systèmes d'imagerie Compton reposent sur l'utilisation d'un plan de détection, favorisant la diffusion Compton, associé à un second, maximisant la probabilité d'absorption photoélectrique (paragraphe 2.2 du chapitre 1). Comme présenté dans le chapitre 1, sur la gamme d'énergie des photons gamma d'intérêt pour l'industrie nucléaire, la diffusion Compton est favorisée pour les matériaux dont le numéro atomique (Z) est faible. D'autre part, l'élargissement Doppler, qui introduit une incertitude sur l'angle de diffusion Compton, est d'autant plus important que le Z du matériau est élevé (paragraphe 4.4 du chapitre 3). La probabilité d'absorption est quant à elle maximisée pour des matériaux dont le numéro atomique Z est grand (paragraphe 1.2.1 du chapitre 1).

Pour la configuration « double-détecteurs », le choix du plan diffuseur s'est porté sur le détecteur Timepix3 Si, et celui du plan absorbeur sur le détecteur Timepix3 CdTe. Afin de maximiser la statistique de comptage en imagerie Compton, il est préférable de limiter la matière traversée par le photon diffusé. Les photons gamma diffusés peuvent interagir dans le *wafer*, sur lequel est hybridé le semi-conducteur par des billes d'indium. L'ensemble « wafer – billes d'indium » constitue un volume, au sein duquel les photons diffusés ont une probabilité d'interagir supérieure à celle des photons d'origine (dont l'énergie est supérieure à celle des photons diffusés). Afin de maximiser le nombre d'événements d'intérêt, il est

donc préférable que ce soit le photon d'origine qui traverse l'ensemble « wafer – billes d'indium ». C'est pourquoi il a été choisi de placer les deux détecteurs Timepix3, de sorte que les deux semi-conducteurs soient l'un en face de l'autre. Ainsi la matière traversée par le photon diffusé se limite à l'air entre les deux détecteurs.

La distance entre les deux détecteurs Timepix3 est de 1 cm. Cette distance a été choisie pour plusieurs raisons citées ci-après :

- Un système basé sur l'utilisation de deux interfaces de lecture Katherine a été développé (Burian *et al.*, 2018). D'un point de vue pratique, la distance minimale entre deux détecteurs Timepix3 sur ce système est de 1 cm. Cependant, il est possible d'augmenter la distance entre les deux détecteurs.
- Une augmentation de la distance permet une diminution de l'incertitude sur les profondeurs d'interactions, et donc une diminution de l'incertitude sur les axes des cônes Compton (paragraphe 4.2 du chapitre 3). Cependant, une augmentation de la distance entre les deux plans de détection engendre une diminution du nombre de couples d'intérêt, et donc du nombre de cônes Compton. La figure 4-1 illustre la diminution du nombre de cônes Compton en fonction de la distance entre le diffuseur et l'absorbeur. Il y a, par conséquent, un compromis pour une mesure donnée, entre le nombre de couples d'interactions (et donc la sensibilité³⁴ du système), et la résolution angulaire.
- L'un des objectifs de ces travaux de recherche est de développer une caméra portable. Dans un souci de compacité, une distance minimale entre les deux détecteurs est donc souhaitée.

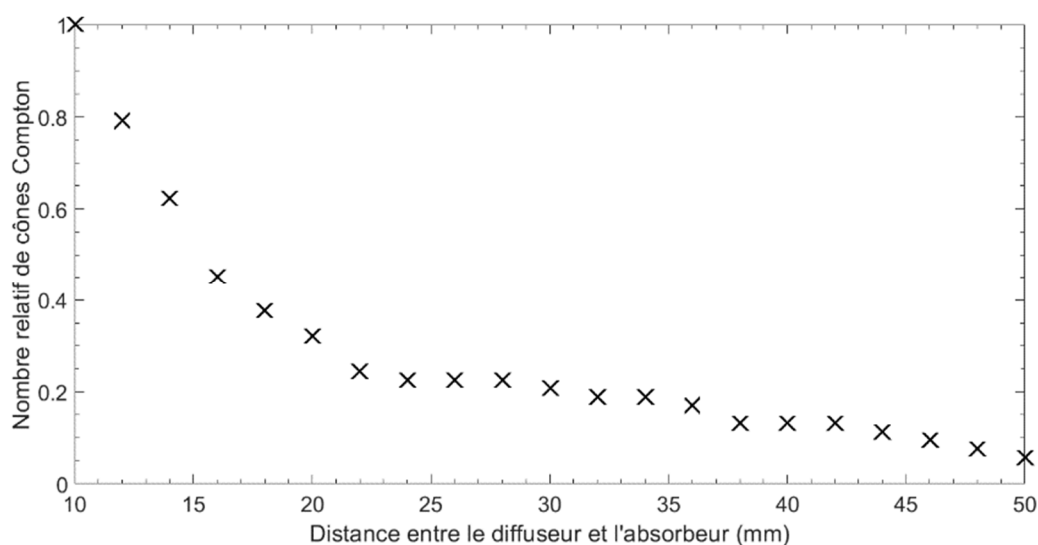


Figure 4-1 : Impact de la distance entre le diffuseur et l'absorbeur sur le nombre de cônes Compton avec la configuration double-détecteurs. La source simulée est une source émettant des photons gamma de 662 keV dans un cône dirigé sur le diffuseur. Le nombre de particules pour chacune des simulations est de 10^7 .

³⁴ La sensibilité est définie comme le temps minimal pour détecter une source radioactive.

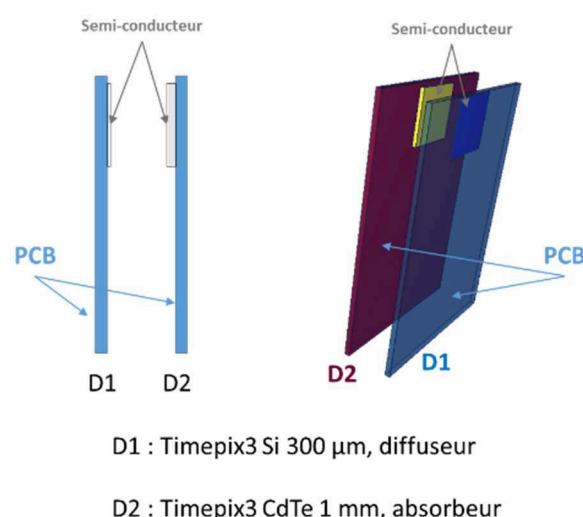


Figure 4-2 : Illustration de la configuration double-détecteurs basée sur deux détecteurs Timepix3 : à gauche, une vue en coupe de la configuration (les dimensions ne sont pas à l'échelle) ; à droite, une représentation en 3 dimensions réalisée sur le logiciel VISED X22S³⁵ (dimensions à l'échelle). La configuration double-détecteurs se compose d'un détecteur Timepix3 Si (D1) jouant le rôle de diffuseur, et d'un détecteur Timepix3 CdTe (D2) jouant le rôle d'absorbeur. La distance entre les deux détecteurs est de 1 cm.

Avec la configuration double-détecteurs, le diffuseur est un semi-conducteur en silicium d'épaisseur 300 μm , à travers duquel, une grande partie du flux de photons incidents n'interagit pas. Le tableau 4-1 regroupe les sections efficaces d'atténuation totale, pour des photons incidents d'énergies 59 keV, 356 keV, 662 keV, 1173 keV et 1332 keV (Berger *et al.*, 1987), ainsi que l'atténuation associée dans le cas d'un matériau en silicium d'épaisseur 300 μm . L'atténuation maximale est obtenue pour la plus basse énergie (59,5 keV), et sa valeur est de 2 %. Cela implique que 98 % des photons traversant le volume de silicium n'interagissent pas dans ledit volume. Finalement, les valeurs d'atténuations montrent que la configuration double-détecteurs dispose de deux sources d'information pour la mesure en mode imagerie Compton : la mesure « double-détecteurs » et la mesure « mono-détecteur » (présentée dans le paragraphe 1.2).

Tableau 4-1 : Atténuation du flux de photons incidents dans un volume de silicium d'épaisseur 300 μm , pour différentes valeurs d'énergie. Les sections efficaces d'atténuation totale sont extraites de la base de donnée NIST XCOM (Berger *et al.*, 1987).

Énergie incidente et radioélément associé [keV]	Section efficace d'atténuation totale [$\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$]	Atténuation du flux de photons incidents [%]
59,5 (^{241}Am)	$3,248 \times 10^{-1}$	2,2
356 (^{133}Ba)	$1,009 \times 10^{-1}$	0,7
662 (^{137}Cs)	$7,729 \times 10^{-2}$	0,54
1170 (^{60}Co)	$5,875 \times 10^{-2}$	0,41
1330 (^{60}Co)	$5,507 \times 10^{-2}$	0,38

³⁵ Le logiciel VISED X22S (« Visual Editor Training ») est un éditeur visuel pour MCNP.

1.2 La configuration mono-détecteur

La configuration « mono-détecteur » repose sur l'utilisation d'un seul détecteur, dont le semi-conducteur est suffisamment épais pour que la probabilité qu'un photon effectue une diffusion Compton, puis une absorption ne soit pas nulle. Ce principe est illustré sur la figure 4-3. Le choix du détecteur s'est porté sur le détecteur Timepix3 CdTe. Dans un premier temps, les motivations pour le développement d'un tel système sont décrites dans le paragraphe 1.2.1. Avec un seul détecteur, il n'est *a priori* pas possible de savoir à quels phénomènes physiques correspondent les interactions d'intérêt, c'est pourquoi un algorithme de reconstruction des séquences d'interactions a été implémenté (paragraphe 1.2.3). Un second facteur limitant apparaît avec la configuration mono-détecteur et concerne l'absence d'information concernant la profondeur d'interaction, introduisant une incertitude quant à l'axe du cône Compton. Pour cette raison, dans le paragraphe 1.2.3, nous proposons une étude concernant l'impact de la distance entre les positions d'interactions correspondant à la diffusion Compton et à l'absorption photoélectrique.

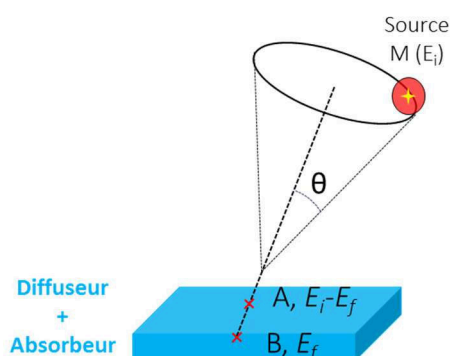


Figure 4-3 : Illustration du principe de localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur. Un photon incident est émis avec une énergie E_i au point M par la source à localiser, puis est diffusé au point A et absorbé au point B .

1.2.1 Motivations

Lors du lancement de ces travaux de thèse, il n'existait pas de système d'imagerie Compton industriel reposant sur l'utilisation d'un seul détecteur, dont les dimensions du semi-conducteur sont celles du détecteur Timepix3 CdTe (1,4 cm×1,4 cm×1 mm). Cependant, on peut noter que les équipes d'ADVACAM (ADVACAM, 2019) ont présenté une caméra Compton, basée sur un détecteur Timepix3 hybridé à un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 2 mm, à l'occasion du *workshop* international iWoRiD³⁶ 2019 à Kolymari en Grèce (iWoRiD 2019, 2019).

De surcroît, l'un des objectifs de ces travaux de recherche est de développer un imageur pour des applications de l'industrie nucléaire. Dans un souci de compacité et de prix, il est plus avantageux de développer un système d'imagerie reposant sur un seul détecteur Timepix3 plutôt que sur deux détecteurs Timepix3.

Par ailleurs, la caméra gamma GAMPIX, mais aussi sa version miniature NANOPIX, qui sont les systèmes d'imagerie références du laboratoire, sont toutes deux basées sur un seul détecteur Timepix. Il serait donc possible d'envisager des évolutions de ces systèmes reposant sur l'utilisation d'un unique détecteur Timepix3.

Enfin, comme illustré dans le tableau 4-1, dans le cas de la configuration double-détecteurs, les probabilités d'interactions des photons, rencontrés dans l'industrie nucléaire, dans le détecteur

³⁶ iWoRiD : International Workshop on Radiation Imaging Detectors

Timepix3 Si, sont inférieures à 2,5 %. Par conséquent, les développements menés autour de la configuration mono-détecteur pourront être utilisés avec la configuration double-détecteurs.

1.2.2 Reconstruction des séquences d'interactions

Dans le cas d'une configuration double-détecteurs (illustrée figure 4-2), la séquence des interactions est supposée connue : par définition la diffusion Compton se produit dans le diffuseur, et l'absorption photoélectrique dans l'absorbeur.

Cependant, dans le cas de la configuration mono-détecteur, la résolution temporelle étant supérieure au temps de vol du photon entre les deux interactions, il n'y a pas *a priori* direct sur les interactions. La séquence des interactions doit être reconstruite à partir des informations sur les positions et énergies déposées, pour les deux interactions. Dans le cas où une des deux énergies déposées a une valeur supérieure à l'énergie du front Compton, alors cette interaction correspondra forcément à l'absorption photoélectrique. Dans les autres cas, il n'est pas possible de savoir de manière directe quelle interaction correspond à quel évènement.

Un algorithme déterministe, basé sur la formule de Klein-Nishina (équation (1-5)), a été développé dans (Xu *et al.*, 2004), et est décrit ci-après. Cet algorithme consiste à déterminer de manière probabiliste quel évènement est associé à chacune des deux interactions. La fonction décrivant la densité de probabilité d'un photon d'être diffusé avec un angle β est calculée en prenant en compte la fraction d'angle solide, et est donnée par l'équation (4-1).

$$P(\beta) \propto \int_0^{2\pi} K(\beta, E) \sin \beta d\varphi \propto 2\pi * K(\beta, E) \sin \beta \quad (4-1)$$

La figure 4-4 présente les deux séquences de reconstructions possibles, et les deux angles de diffusions Compton β_1 et β_2 associés. Afin d'estimer quelle séquence est la plus probable, il est supposé une perturbation sur l'énergie déposée lors de la première interaction E_1 , notée dE . Puisque l'énergie totale E_0 est constante, la variation de l'énergie déposée lors de la seconde interaction E_2 est $-dE$. A partir de l'expression de l'équation de la diffusion Compton (équation (4-1)), l'expression de $d\beta_1$ (i.e. la variation de β_1 induite par une variation de E_2) est donnée par l'équation (4-2). La probabilité qu'un photon avec une énergie initiale E_0 dépose une énergie comprise entre E_1 , et $E_1 + dE$, lors de la première interaction, est donnée par le produit de l'équation (4-2).

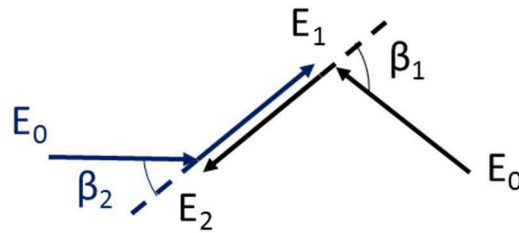


Figure 4-4 : Deux séquences de reconstruction possibles dans le cas d'une configuration mono-détecteur, β_1 et β_2 représentent les deux angles de diffusion Compton possibles, et E_0 l'énergie incidente.

$$d\beta_1 = \frac{m_e c^2}{\sin \beta_1 E_2^2} dE_2 = -\frac{m_e c^2}{\sin \beta_1 E_2^2} dE \quad (4-2)$$

La figure 4-5, extraite de (Xu *et al.*, 2004), illustre la fraction d'évènements correctement reconstruits avec la méthode directe de comparaison (« *simple comparison* ») entre les deux valeurs d'énergie, et la méthode déterministe (« *deterministic* ») décrite ci-dessus. Les résultats, illustrés sur la figure 4-5, s'étendent sur une gamme d'énergie de 100 keV à 2 MeV, et sont obtenus par simulation Monte-Carlo.

Les résultats, présentés sur la figure 4-5, montrent que l'algorithme déterministe présente un avantage non-négligeable pour des énergies comprises entre 300 keV et 1 MeV. Dans le cas du ^{137}Cs (662 keV), l'algorithme déterministe permet d'identifier correctement 65 % des séquences d'interactions, contre 58 % pour la comparaison directe. C'est pourquoi, l'algorithme déterministe développé dans (Xu *et al.*, 2004) a été implémenté pour l'identification des séquences d'interactions.

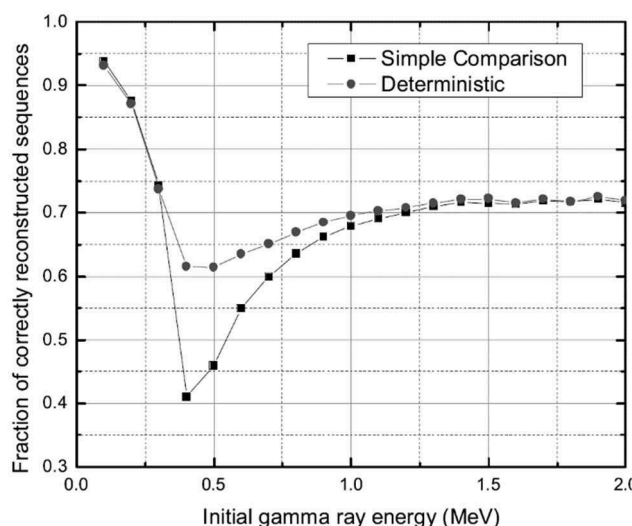


Figure 4-5 : Fraction des séquences correctement reconstruites par comparaison directe (« Simple Comparison ») et utilisation de l'algorithme déterministe (« Deterministic ») (Xu *et al.*, 2004).

1.2.3 Impact de la distance entre les positions des interactions

La construction des cônes Compton, permettant la localisation des sources radioactives, est obtenue grâce aux mesures en énergies, mais aussi grâce à l'information sur les positions d'interactions. Dans le cas de la configuration double-détecteurs, la distance entre les deux plans de détection est suffisante pour compenser l'incertitude sur l'axe du cône Compton, apportée par les incertitudes sur les profondeurs d'interactions.

Cependant dans le cas de la configuration mono-détecteur, il n'y a pas d'information directe quant aux profondeurs d'interactions³⁷. Une solution possible, pour minimiser l'incertitude sur les axes des cônes Compton, consiste à ne considérer que les couples d'événements dont la distance entre chaque événement est supérieure à une certaine valeur. Une étude a été menée par simulation Monte-Carlo afin de déterminer la distance optimale. Cette étude a consisté à simuler un volume de tellurure de cadmium, de dimensions similaires à celles de Timepix3 CdTe, irradié par une source émettrice de photons d'énergie 662 keV (^{137}Cs), positionnée face au volume de détection. Le nombre de particules simulées est de 10^9 , et l'émission est biaisée (distribuée) dans un cône dirigé sur le volume de détection. Le nombre équivalent de photons émis par une source isotrope correspondrait à $1,2 \times 10^{13}$.

La figure 4-6 illustre l'évolution du nombre de cônes Compton, en fonction de la distance entre la position de la diffusion Compton et de l'absorption, pour la simulation décrite ci-dessus. Une augmentation de la distance entre les deux positions d'interactions implique une diminution du nombre de cônes Compton.

³⁷ Il a été montré dans (Bergmann *et al.*, 2017, 2019) qu'il était possible de reconstruire le parcours en 3 dimensions de pions dans le détecteur Timepix3. Suite aux différentes discussions menées avec l'auteur de ces publications, il apparaît qu'il serait possible d'appliquer ces développements à des photons. Cet aspect n'a pas été abordé dans ces travaux de recherche.

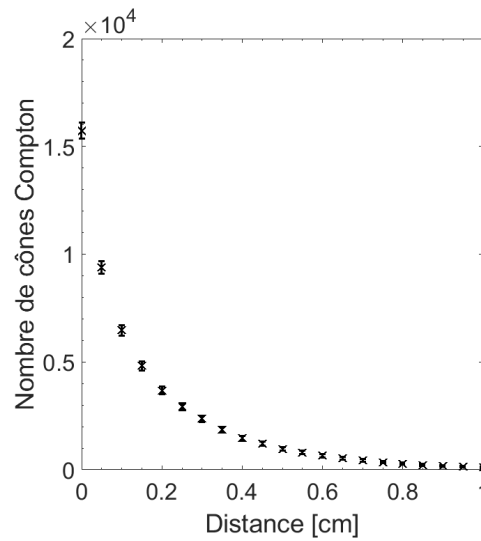


Figure 4-6 : Évolution du nombre de cônes Compton en fonction de la distance minimale entre la position de la diffusion Compton et la position de l'absorption. Les barres d'erreur correspondent à 3 sigma. Les résultats sont issus d'une simulation Monte-Carlo.

Cependant, l'augmentation de la distance entre les deux positions d'interactions d'intérêt permet d'améliorer la résolution angulaire au niveau du point chaud reconstruit. La figure 4-7 présente trois images reconstruites par rétroprojection directe, pour différentes distances entre la position de la diffusion Compton et de l'absorption. La figure 4-8 présente l'évolution de la largeur à mi-hauteur en degrés au niveau de la position reconstruite de la source sur le profil azimuthal, en fonction de la distance entre la position de la diffusion Compton et de l'absorption. Afin de pouvoir comparer les valeurs de largeurs à mi-hauteur, le nombre de cônes Compton utilisés pour la reconstruction est identique pour chaque position, et sa valeur est de 100. Cette valeur a été choisie car elle correspond au nombre de cônes Compton obtenus pour la distance maximale entre les positions d'interactions. Une augmentation de la distance entre les positions d'interactions implique une diminution de la largeur à mi-hauteur au niveau du point chaud, ce qui équivaut à une amélioration de la résolution angulaire. Il y a donc un compromis entre la distance minimale des interactions utiles à la reconstruction, et la sensibilité de l'imageur.

La distance minimale choisie est de 0,5 cm, puisque c'est la valeur qui permet le meilleur compromis entre le nombre de cônes Compton et la résolution angulaire.

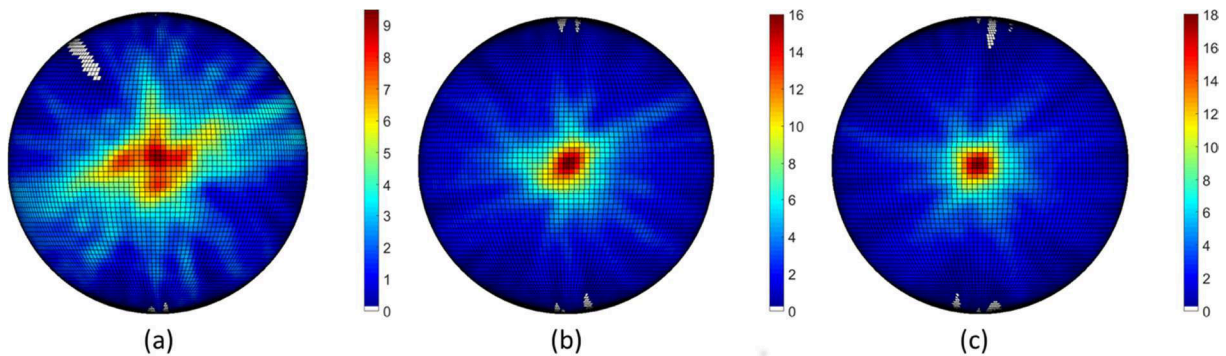


Figure 4-7 : Images reconstruites par rétroprojection directe d'une source de ^{137}Cs placée face à la configuration mono-détecteur pour différentes distances entre les positions de diffusion Compton et d'absorption : (a) 0,1 cm ; (b) 0,5 cm et (c) 0,95 cm. La rétroprojection est effectuée à l'aide de 100 cônes Compton pour les trois distances, aucun filtrage n'est appliqué.

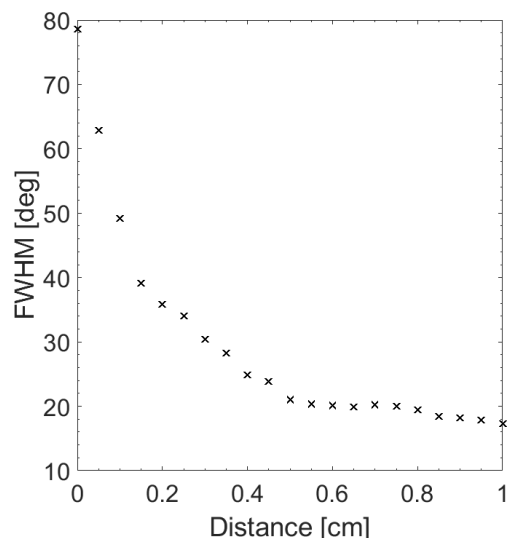


Figure 4-8 : Évolution de la largeur à mi-hauteur sur le profil selon l'azimut au niveau de la position reconstruite de la source en fonction de la distance entre la position de la diffusion Compton et de l'absorption. Pour chacune des distances, le nombre de cônes pour la reconstruction est de 100.

2. Evaluation des performances des configurations d'imageurs Compton proposées par simulation numérique Monte-Carlo

Dans ce paragraphe, nous proposons d'évaluer, par simulation numérique Monte-Carlo, les performances des configurations double-détecteurs (paragraphe 1.1) et mono-détecteur (paragraphe 1.2), pour localiser des sources radioactives à l'aide de l'imagerie Compton. Dans le paragraphe 2.1, les paramètres des simulations Monte-Carlo sont décrits pour les deux configurations, ainsi que la manière dont sont introduites les incertitudes associées à la pixellisation des détecteurs, et à la résolution en énergie. Dans le paragraphe 2.2, les résultats obtenus pour les radionucléides d'intérêts sont présentés pour les deux configurations proposées. A partir des résultats de simulation, les performances en matière de résolution angulaires (paragraphe 2.3), et de sensibilité (paragraphe 2.5), pour les deux configurations, ont été évaluées. Enfin, une synthèse sur les résultats des simulations Monte-Carlo pour les deux configurations est proposée (paragraphe 2.6).

2.1 Paramètres des simulations Monte-Carlo

Les simulations Monte-Carlo sont réalisées au moyen du code de calcul Monte-Carlo MCNP6 1.0 (Goorley *et al.*, 2013). L'objectif est de simuler les configurations d'imageurs Compton dimensionnées à partir des détecteurs Timepix3 Si et Timepix3 CdTe. Dans les paragraphes suivants, sont décrits les paramètres de simulations concernant les géométries (paragraphe 2.1.1), la restriction de l'émission du terme source (paragraphe 2.1.2), la carte permettant le suivi des particules (paragraphe 2.1.3), puis la prise en compte de la pixellisation des détecteurs et enfin de leur réponse en énergie (paragraphes 2.1.4 et 2.1.5).

2.1.1 Géométries et matériaux

La configuration double-détecteurs est simulée par un parallélépipède rectangle en silicium de dimensions $1,4\text{ cm} \times 1,4\text{ cm} \times 300\text{ }\mu\text{m}$, et un parallélépipède rectangle en tellure de cadmium de dimensions $1,4\text{ cm} \times 1,4\text{ cm} \times 1\text{ mm}$. Les centres géométriques des deux volumes de détection sont positionnés sur l'axe z , et les deux volumes sont positionnés de sorte que leurs faces soient parallèles. La configuration mono-détecteur quant à elle est simulée par un volume de tellure de cadmium de dimensions $1,4\text{ cm} \times 1,4\text{ cm} \times 1\text{ mm}$.

Le tellure de cadmium est simulé par un matériau composé de tellure et de cadmium, et dont le rapport des concentrations molaires est de 1. La masse volumique du tellure de cadmium est de $5,85\text{ g.cm}^{-3}$, celle du silicium est prise égale à $2,33\text{ g.cm}^{-3}$.

2.1.2 Restriction de l'émission du terme source – « Cône de biais »

Afin de réduire au maximum le temps de simulation, l'émission des photons est restreinte à un « cône de biais » dirigé sur les volumes de semi-conducteurs. La surface de base de ce cône correspond à un cercle dont le rayon est de $2,8\text{ cm}$, ce qui équivaut à une surface d'environ 25 cm^2 .

L'émission de la source étant restreinte, pour estimer le nombre de particules équivalent à une source émettant des particules de manière isotrope (*i.e.* dans $4\pi\text{ sr}$), il faut pondérer le nombre de particules émises, par la « source restreinte », par la fraction d'angle solide décrite par le « cône de biais ». La fraction d'angle solide, notée f_Ω , décrite par le « cône de biais » (par rapport à une émission isotrope), est de $\frac{1}{5102}$. Ainsi, pour un nombre de particules émises par une source dans le « cône de biais », le nombre équivalent de particules émises dans $4\pi\text{ sr}$ est donné par l'équation (4-3).

$$Nps_{4\pi sr} = Nps_{CB} * f_\Omega \quad (4-3)$$

avec $Nps_{4\pi sr}$ le nombre équivalent de particules dans $4\pi\text{ sr}$, Nps_{CB} le nombre de particules émises dans le « cône de biais », et f_Ω la fraction d'angle solide décrite par le cône de biais.

Dans le cas de la configuration double-détecteurs, c'est la surface du diffuseur (*i.e.* du volume de silicium) qui sert de référence pour la restriction de l'émission du terme source.

2.1.3 La carte PTRAC

Le suivi des particules est assuré par la carte PTRAC³⁸ qui fournit entre autres, pour toutes les particules émises, les énergies et positions de chacune des interactions se produisant dans la simulation. Le fichier PTRAC étant très volumineux (de plusieurs centaines de Mo à quelques Go par simulation), il a été choisi de limiter le suivi aux particules interagissant dans les cellules d'intérêt.

Les couples correspondant à des interactions d'intérêt (extraits du fichier PTRAC) sont ceux, pour lesquels, une diffusion Compton et une absorption totale du photon incident ont lieu. Les couples d'intérêts seront donc ceux produisant deux interactions, et pour lesquels le dépôt d'énergie correspond au pic d'absorption totale. La carte PTRAC fournit l'information quant aux phénomènes physiques mis en cause pour une interaction donnée, cet *a priori* n'est pas utilisé pour évaluer les performances des configurations proposées. Dans le cas de la configuration double-détecteurs, seuls les photons interagissant par diffusion Compton dans le volume de silicium, puis étant absorbés dans le volume de tellure de cadmium sont extraits.

³⁸ La carte PTRAC, « *particle tracking* », fournit un fichier qui contient les informations du transport des particules, réalisé par les différentes versions du code de calcul MCNP (énergie, position, direction, type d'interaction etc.).

2.1.4 Prise en compte des réponses en énergies des détecteurs

Afin d'estimer aux mieux les performances des deux configurations, la pixellisation des détecteurs ainsi que leurs réponses en énergie sont introduites, *a posteriori*, dans les fichiers PTRAC. L'évolution des résolutions en énergie des détecteurs Timepix3 Si, et Timepix3 CdTe, a été évaluée expérimentalement dans le chapitre 2. Ce sont les ajustements déterminés à partir de ces mesures qui sont utilisés pour introduire un bruit gaussien sur les valeurs en énergie dans le fichier PTRAC. Concernant le détecteur Timepix3 CdTe, l'hypothèse du bruit gaussien n'est pas juste, cependant elle simplifie la prise en compte des réponses en énergies des détecteurs.

Afin d'être au plus proche de la réalité expérimentale, les limites de détection de 5 keV pour Timepix3 Si, et de 15 keV pour le détecteur Timepix3 CdTe sont prises en compte lors de l'identification des couples d'interactions d'intérêt. Si l'énergie déposée lors d'une des deux interactions est inférieure à la limite de détection du volume considéré, alors cet événement est écarté.

2.1.5 Prise en compte de la pixellisation des détecteurs

Le fichier PTRAC fournit les informations sur les trois dimensions des positions d'interactions en coordonnées cartésiennes (x , y et z). Or le détecteur Timepix3 mesure les positions d'interactions selon les dimensions x et y . En l'absence d'information sur la profondeur d'interaction, il est fait l'hypothèse que toutes les interactions ont lieu au centre du détecteur. Les positions en x et y , sont quant à elles, classées selon le pas de pixellisation de 55 μm des détecteurs Timepix3.

D'autre part, le dépôt d'énergie est considéré comme ayant lieu à la première position d'interaction, cela équivaut à ne pas prendre en compte l'aspect « *cluster* de pixels ».

2.2 Localisation de sources radioactives par simulation Monte-Carlo avec l'algorithme de rétroprojection directe

Afin d'évaluer la possibilité de localisation à l'aide de l'imagerie Compton de chacune des configurations proposées, des simulations Monte-Carlo sont réalisées. Plusieurs sources radioactives émettant des photons gamma ont été simulées à différentes positions de l'espace. Les énergies des photons gamma simulés correspondent à la gamme d'énergie des photons gamma rencontrés dans l'industrie nucléaire. Les énergies simulées, ainsi que les radio-isotopes associés sont présentés dans le tableau 4-2. Les positions simulées sont celle données dans le tableau 4-3.

Dans le cas de la configuration double-détecteurs, l'origine du repère correspond au centre géométrique du semi-conducteur Si. Dans le cas de la configuration mono-détecteur, l'origine du repère correspond au centre géométrique du semi-conducteur CdTe. Pour chaque énergie simulée, les neuf positions sont simulées séparément. Afin de réduire le temps de simulation, l'émission des photons est biaisée selon un cône dirigé sur l'élément diffuseur, et dont le demi-angle au sommet couvre la surface de l'élément diffuseur (paragraphe 2.1.2).

Pour chacune des positions et des sources, le nombre de particules simulées est identique. Dans le cas de la configuration mono-détecteur, le nombre de particules simulées pour chacune des simulations est de 1×10^8 . Pour la configuration double-détecteurs, il est de 5×10^8 .

Le nombre de particules simulées, dans le cas de la configuration double-détecteurs, a été choisi de sorte à avoir au moins 100 cônes Compton par position, et par source, la source la plus pénalisante étant la source de ^{60}Co . Le critère concernant les 100 cônes Compton est arbitraire, mais a été jugé suffisant pour une première estimation des capacités de localisation par simulation. Il a été considéré un nombre de particules correspondant au produit « *activité* $\times$ *temps* » qui permet un critère de

comparaison entre plusieurs configurations. Ce critère correspond à une source d'une activité de 30 MBq pendant une durée de 24 h, ce qui correspond à une configuration reproductible dans les conditions du laboratoire. Un plus grand nombre de particules simulées augmenterait la statistique dans l'image Compton, mais correspondrait à des temps de mesure équivalents qui ne seraient pas en adéquation avec les contraintes expérimentales du laboratoire. Par conséquent, afin de ne pas simuler des cas aberrants par rapport aux contraintes imposées par les conditions expérimentales, le nombre maximum de particules émises dans les simulations n'excède pas 5×10^8 .

Le nombre de particules ? pour la configuration mono-détecteur, a quant à lui été fixé à 1×10^8 pour des questions de taille de fichier de sortie et de temps de traitement. Pour chacune des sources, et des positions simulées, la taille des fichiers de sortie (pour un nombre de particules simulées de 1×10^8) est comprise entre 1 et 2 Go, pour un nombre de couples d'intérêt pour l'imagerie Compton compris entre 7000 et 15000. Une augmentation du nombre de particules simulées aurait considérablement augmenté la taille des fichiers de sortie, et donc le temps nécessaire à leur traitement, sans pour autant améliorer de manière significative les résultats.

Tableau 4-2 : Énergies simulées pour l'évaluation des performances des configurations mono-détecteur et double-détecteurs en imagerie Compton, ainsi que leur radio-isotope associé.

Énergies simulées [keV]	Radio-isotope associé
59,5	^{241}Am
300 / 356	^{133}Ba
662	^{137}Cs
1170 / 1330	^{60}Co

Tableau 4-3 : Positions des sources radioactives simulées. Dans le cas de la configuration mono-détecteur, l'origine du repère est le centre géométrique du semi-conducteur CdTe. Dans le cas de la configuration double-détecteurs, c'est le centre géométrique du semi-conducteur silicium. Les positions sont telles que la distance entre la source simulée et le détecteur est de 1 m.

x [cm]	y [cm]	z [cm]
-50	-50	-70,7
-50	0	-86,6
-50	50	-70,7
0	-50	-86,6
0	0	-100
0	50	-86,6
50	-50	-70,7
50	0	-86,6
50	50	-70,7

Les figures 4-9 et 4-10 illustrent les résultats obtenus, respectivement, pour la configuration double-détecteurs, et la configuration mono-détecteur, pour chacune des positions décrites dans le tableau 4-3, et pour des sources d' ^{241}Am (a), de ^{133}Ba (b), de ^{137}Cs (c) et de ^{60}Co (d). Chaque image décodée est obtenue à l'aide de l'algorithme de rétroprojection directe. Pour une source donnée, les images décodées obtenues pour chacune des positions sont filtrées, normalisées puis superposées. Le filtrage consiste en un filtrage gaussien, associé à un seuillage à 50% de la valeur maximale de l'image décodée considérée. La pixellisation de la demi-sphère sur laquelle les cônes sont projetés est de 180×180 pixels pour les deux configurations. La pixellisation du quadrillage, quant à elle, est de 90×90 pixels.

Les simulations, réalisées à l'aide des deux configurations, valident la possibilité de localiser des sources de ^{133}Ba , ^{137}Cs , et ^{60}Co , et réfutent la possibilité de localiser des sources d' ^{241}Am à l'aide de l'imagerie Compton. L'incapacité de localiser une source radioactive d' ^{241}Am , à l'aide de l'imagerie Compton avec les deux configurations, s'explique par le cumul des incertitudes sur les cônes Compton introduites par la résolution en énergie (incertitude sur l'angle de diffusion Compton), l'effet Doppler (qui est d'autant plus important que l'énergie des photons incidents est basse), et la pixellisation des détecteurs.

Comme il a été montré dans le paragraphe 4 du chapitre 3, la résolution angulaire dans l'image décodée est inversement proportionnelle à l'énergie des photons gamma incidents. Cet aspect est illustré sur les figures 4-9 et 4-10. D'un point de vue qualitatif, pour les deux configurations, lorsque l'énergie des photons incidents augmente, le point chaud reconstruit est mieux résolu. Une étude quantitative sur l'estimation de la résolution angulaire est proposée dans le paragraphe 2.3.

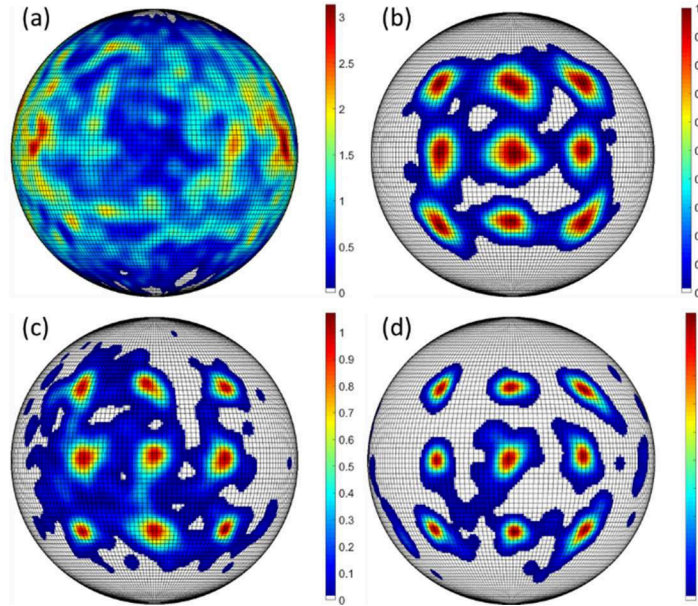


Figure 4-9 : Localisation de sources émettrices de photons gamma de diverses énergies à l'aide de la configuration double-détecteurs par simulation Monte-Carlo. Les images décodées pour chaque position sont normalisées et superposées. Chaque source émet 5×10^8 particules dans un cône dirigé sur le semi-conducteur, la surface de la base du cône correspond à deux fois la surface du semi-conducteur. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués. Les photons gamma ont des énergies en (a), de 59,5 keV (^{241}Am) ; en (b), de 300 keV et 356 keV (^{133}Ba) ; en (c), de 662 keV (^{137}Cs) ; et en (d), de 1,173 MeV et 1,332 MeV (^{60}Co).

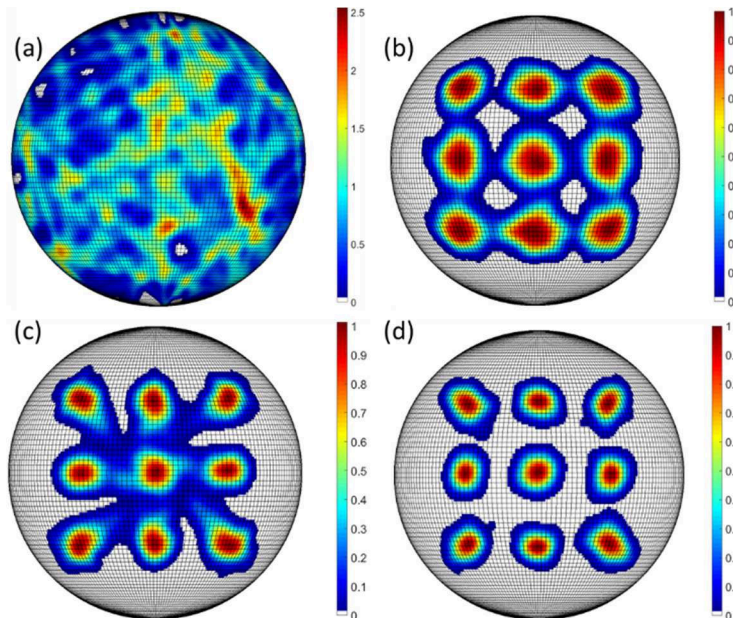


Figure 4-10 : Localisation de sources émettrices de photons gamma de diverses énergies à l'aide de la configuration mono-détecteur par simulation Monte-Carlo. Les images décodées pour chaque position simulée sont normalisées et superposées. Chaque source émet 1×10^8 particules dans un cône dirigé sur le semi-conducteur, la surface de la base du cône correspond à deux fois la surface du semi-conducteur. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués. Les photons gamma ont des énergies en (a), de 59,5 keV (^{241}Am) ; en (b), de 300 keV et 356 keV (^{133}Ba) ; en (c), de 662 keV (^{137}Cs) ; et en (d), de 1,173 MeV et 1,332 MeV (^{60}Co).

2.3 Estimation de l'ARM (*Angular Resolution Measurement*)

La résolution angulaire est l'un des critères qui permet d'évaluer les performances d'un système d'imagerie. Dans le cas de l'imagerie Compton, c'est la largeur à mi-hauteur de la distribution d'ARM qui permet d'évaluer la résolution angulaire. La distribution d'ARM (pour *Angular Resolution Measurement*) est calculée pour une position de la source radioactive, à partir des positions des interactions d'intérêt, et des énergies déposées. Pour un couple donné d'interactions, la valeur d'ARM correspond à l'écart entre l'angle calculé géométriquement, à partir des positions de la source et des positions des interactions d'intérêt, et l'angle Compton, calculé à partir des dépôts d'énergie et de l'équation de la diffusion Compton. Cet aspect est décrit plus en détail dans le paragraphe 4.1 du chapitre 3.

Comme illustrées sur les figures 4-9 et 4-10, l'étalement du point chaud reconstruit, et donc la résolution angulaire, dépendent non seulement de la source radioactive, mais aussi de sa position. D'autre part, dans certains cas la résolution angulaire n'est pas identique selon l'azimut ou l'élévation. Cet aspect, d'un point de vue qualitatif, semble être moins « marqué » quand les sources radioactives se situent au centre de la demi-sphère pixellisée, qui correspond à une position en coordonnées cartésiennes de (0 ; 0 ; -100). C'est pourquoi, il a été choisi en première approximation, d'évaluer les distributions d'ARM pour chacune des sources simulées quand ces dernières sont positionnées face au détecteur sur l'axe z (*i.e.* au centre de la demi-sphère pixellisée).

Les valeurs moyennes des largeurs à mi-hauteur des distributions d'ARM, ainsi que le nombre de cônes Compton utilisés, sont donnés dans le tableau 4-4 pour la configuration mono-détecteur. Les valeurs d'ARM sont calculées pour les différentes sources décrites dans le tableau 4-2, placées au centre de l'espace reconstruit, correspondant à la position (0 ; 0 ; -100) en coordonnées cartésiennes. Les résultats obtenus montrent que les largeurs à mi-hauteur d'ARM diminuent avec les énergies incidentes des photons, ce qui implicitement implique une amélioration de la résolution angulaire, avec l'énergie des photons incidents. L'amélioration de la résolution angulaire, est visible sur la figure 4-11. Elle présente les rétroprojections directes (sans filtrage gaussien, ni seuillage) des cônes Compton sur la demi-sphère pixellisée, pour les sources radioactives listées dans le tableau 4-4. Une autre manière d'améliorer la résolution angulaire dans l'image décodée est d'utiliser l'algorithme LM-MLEM, développé dans le paragraphe 3 du chapitre 3. C'est l'objet du paragraphe suivant.

Dans le cas de la configuration double-détecteurs, le nombre de cônes Compton obtenu par simulation Monte-Carlo n'est pas suffisant pour permettre d'évaluer les distributions d'ARM.

Tableau 4-4 : Largeurs à mi-hauteur des distributions d'ARM, pour différents radioéléments, obtenues avec la configuration mono-détecteur par simulation Monte-Carlo.

Radioélément	Nombre de cônes Compton	Largeur à mi-hauteur [°]
^{133}Ba	48106	27,8
^{137}Cs	16308	23,7
^{60}Co	6839	20,8

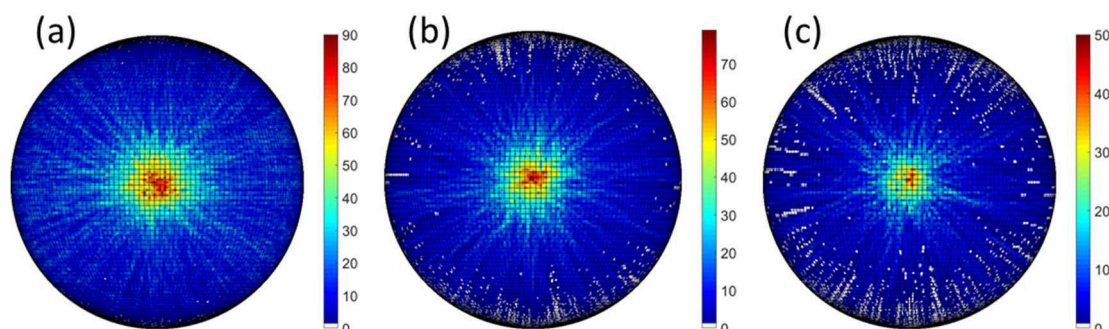


Figure 4-11 : Rétroprojections directes des cônes Compton avec la configuration mono-détecteur, avec des sources radioactives de (a) ^{133}Ba , (b) ^{137}Cs , et (c) ^{60}Co . Les résultats sont obtenus par simulation Monte-Carlo. Les sources radioactives sont placées au centre du champ de vue de l'imageur.

2.4 Validation de l'algorithme LM-MLEM par simulation Monte-Carlo

L'algorithme LM-MLEM est un algorithme itératif qui converge vers la localisation de la source radioactive. Comme cela a été présenté dans le paragraphe 3 du chapitre 3. Cet algorithme permet, entre autres, d'améliorer la résolution angulaire dans l'image reconstruite. Pour chaque cône Compton, la longueur parcourue dans chaque pixel composant la demi-sphère est calculée, définissant l'état initial λ^0 . L'algorithme n'est appliqué que pour les pixels de la demi-sphère étant traversés par un cône Compton. Cette estimation peut être réalisée, car si une source radioactive se situe dans le champ de vue du système, alors elle se situera sur les cônes Compton. L'algorithme LM-MLEM a pour objectif de mettre en valeur le ou les pixels, dans lesquels se situent la source radioactive. Le critère d'arrêt de l'algorithme est pour l'instant arbitraire, et correspond à un critère visuel.

L'algorithme LM-MLEM a été testé avec les deux configurations proposées, pour les énergies simulées décrites dans le tableau 4-2, et pour les différentes positions données dans le tableau 4-3. Les fichiers de simulations utilisés pour appliquer l'algorithme LM-MLEM, sont les mêmes que ceux utilisés pour vérifier les capacités de localisations des deux configurations avec l'algorithme de rétroprojection directe (paragraphe 2.2).

Il a été estimé qu'il fallait moins d'une dizaine d'itérations pour localiser des sources de ^{137}Cs , ^{133}Ba et ^{60}Co avec les deux configurations pour une pixellisation de 20×20 pixels. Comme pour la rétroprojection directe, l'algorithme LM-MLEM ne permet pas de localiser une source d' ^{241}Am , avec la configuration mono-détecteur à l'aide de l'imagerie Compton. Ces tests démontrent les capacités de l'algorithme LM-MLEM à localiser une source radioactive, à partir de la rétroprojection directe des cônes Compton. Le nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme est directement dépendant de l'image rétroprojetée, et donc du nombre de cônes Compton : plus le nombre de cônes sera important, plus la convergence de l'algorithme sera rapide. Les figures 4-12 et 4-13 illustrent la localisation d'une source simulée de ^{137}Cs à l'aide de l'algorithme LM-MLEM, pour un nombre différent d'itérations avec, respectivement, la configuration double-détecteurs et la configuration mono-détecteur. Les sources simulées étant des sources ponctuelles, l'algorithme est arrêté quand la source est reconstruite dans un seul pixel de l'image décodée. L'algorithme LM-MLEM reconstruit la position de la source radioactive dans un seul pixel, c'est pourquoi, pour des questions de visualisation, la pixellisation de la demi-sphère pour l'algorithme LM-MLEM est de 20×20 pixels.

Des tests ont été menés pour plusieurs positions de sources radioactives simulées, et pour différents pas de pixellisation. Pour chacun des tests menés, la position reconstruite de la source avec l'algorithme LM-MLEM se situe dans le pixel correspondant à la position d'origine.

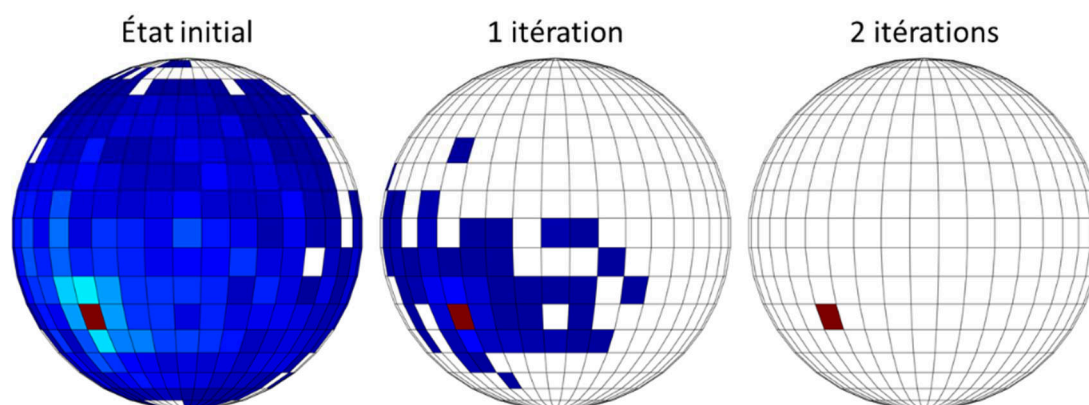


Figure 4-12 : Localisation d'une source simulée de ^{137}Cs avec l'algorithme itératif LM-MLEM pour différents nombres d'itérations avec une configuration double-détecteurs. La pixellisation de l'espace reconstruit est de 20×20 pixels.

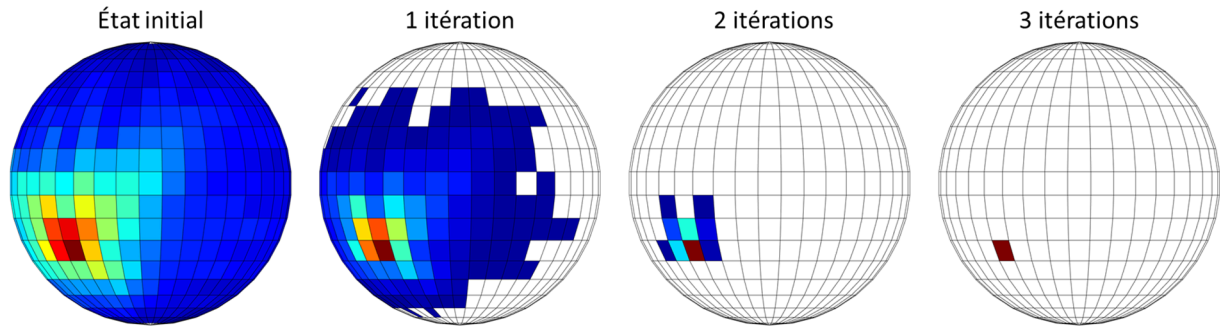


Figure 4-13 : Localisation d'une source simulée de ^{137}Cs avec l'algorithme itératif LM-MLEM pour différents nombres d'itérations avec la configuration mono-détecteur. La pixellisation de l'espace reconstruit est de 20×20 pixels.

2.5 Estimation de la sensibilité en imagerie Compton par simulation Monte-Carlo

La sensibilité est définie ici comme le temps minimum requis pour localiser une source radioactive d'activité donnée. Elle est estimée à l'aide des fichiers de simulation comme étant le nombre minimum de cônes Compton nécessaires pour détecter la source radioactive au bon endroit. A partir du nombre minimum de cônes nécessaires pour détecter la source radioactive, et connaissant les paramètres de la simulation (position de la source, mise en place d'un biais etc.), la sensibilité est estimée. La source radioactive est considérée comme détectée si un unique point chaud est détecté sur l'image décodée sans présence d'artefacts parasites.

Aucun critère quantitatif concernant la sensibilité n'a pour l'instant été défini. C'est pourquoi, le nombre de cônes Compton minimum est déterminé qualitativement, par un critère visuel sur l'image obtenue après filtrage et seuillage (à 50%) de la rétroprojection directe. La sensibilité est ensuite estimée à partir du nombre minimum de cônes Compton nécessaire à la localisation de la source. La sensibilité est estimée pour les énergies décrites dans le tableau 4-2, en plaçant la source au centre de l'espace reconstruit, soit en coordonnées cartésiennes la position (0,0, -100).

Les valeurs de sensibilité sont estimées à l'aide de l'équation (4-4), pour différentes pixellisations de l'image rétroprojetée, pour les deux configurations proposées. Les valeurs de sensibilité, étant estimées qualitativement sur les images reconstruites à plus ou moins 5 cônes Compton, l'incertitude sur l'estimation du temps de mesure est calculée à partir de la valeur de sensibilité correspondant à 5 cônes Compton. Les tableaux 4-5 et 4-6 regroupent, respectivement pour la configuration mono-détecteur et la configuration double-détecteurs, les valeurs de sensibilités estimées pour des pixellisations de l'image décodée de 20×20 pixels, 180×180 pixels, 360×360 pixels, et les énergies décrites dans le tableau 4-2. L'activité des différents radioéléments utilisés pour le calcul des débits d'équivalent de dose est de 30 MBq.

$$\text{Sensibilité}_{MCNP} = \frac{NC_{recons}}{NC_{total}} * nps * FB * \frac{1}{Act_{cible}} [s] \quad (4-4)$$

avec NC_{recons} correspondant au nombre estimé de cônes Compton pour reconstruire le point chaud, NC_{total} décrivant le nombre de cônes Compton total, nps le nombre de photons émis, FB le facteur de biais déterminé à partir de la fraction d'angle solide couverte par le cône de biais pondéré par l'intensité des raies simulées, et le terme Act_{cible} l'activité de la source pour laquelle on cherche à estimer la sensibilité.

Avec la configuration double-détecteurs, pour la pixellisation la plus grossière, et suivant l'énergie incidente, le temps de mesure estimé s'étend de 8000 secondes pour une source de ^{133}Ba jusqu'à 25000 secondes pour une source de ^{60}Co . La configuration mono-détecteur, quant à elle, est capable de localiser par simulation des sources radioactives placées à 1 m, dont l'activité est de 30 MBq, et émettant des photons gammas dans la gamme d'énergie d'intérêt entre 435 et 2340 secondes, suivant

le pas de pixellisation. La configuration mono-détecteur présente donc, en matière de sensibilité sur la gamme d'énergie d'intérêt, des performances bien meilleures que la configuration double-détecteurs.

Cependant, comme décrit dans le paragraphe 1.1, sur la gamme d'énergie étudiée, seul un faible pourcentage (jusqu'à 2%) du flux de photons incidents est atténué dans l'élément diffuseur. Ce dernier est donc « quasiment transparent », vis-à-vis du flux de photons incidents. Cela implique que la configuration double-détecteurs peut avoir des performances équivalentes en matière de sensibilité à la configuration mono-détecteur. Il a été vérifié par simulation que la configuration double-détecteurs est capable de localiser des sources radioactives en utilisant seulement les couples d'événements « diffusion Compton-absorption photoélectrique » se produisant dans le volume de tellure de cadmium. Une des perspectives vis-à-vis de la configuration double-détecteurs consiste à associer au sein de cette dernière les informations issues des deux configurations.

De surcroît, les résultats des tableaux 4-5 et 4-6 illustrent le compromis qu'il y a entre la sensibilité et la résolution angulaire. Les valeurs d'incertitude sur l'estimation de la sensibilité sont déterminées à partir de la valeur de sensibilité correspondant à 5 cônes Compton. Une dégradation de la pixellisation de l'image reconstruite permet d'améliorer la sensibilité jusqu'à un facteur trois avec la configuration mono-détecteur (dans le cas du ^{60}Co). Dans le cas de la configuration double-détecteurs, la dégradation de la pixellisation de l'espace reconstruit permet un gain de sensibilité jusqu'à un facteur 4, dans le cas du ^{60}Co . Ce gain de sensibilité n'est pas à négliger, surtout dans le cas de la configurations double-détecteurs, pour laquelle les valeurs de sensibilités estimées sont relativement longues.

Tableau 4-5 : Estimation de la sensibilité de la configuration double-détecteurs, pour différents radioéléments à une distance de 1 m, pour des pixellisations de l'espace reconstruit de 20×20 pixels, 180×180 pixels, et 360×360 pixels. L'activité de référence, pour calculer les débits d'équivalent de dose, est de 30 MBq.

Radioélément	Débit d'équivalent de dose à 1 m [$\mu\text{Sv/h}$]	Estimation de la sensibilité [s]		
		20×20 pixels	180×180 pixels	360×360 pixels
^{133}Ba	1,41	7820 +/- 450	11700 +/- 450	19600 +/- 450
^{137}Cs	2,28	11710 +/- 1000	38500 +/- 1000	55560 +/- 1000
^{60}Co	9,20	24900 +/- 3100	49800 +/- 3100	120000 +/- 3100

Tableau 4-6 : Estimation de la sensibilité de la configuration mono-détecteur pour différents radioéléments à une distance de 1 m, pour des pixellisations de l'espace reconstruit de 20×20 pixels, 180×180 pixels, et 360×360 pixels. L'activité de référence, pour calculer les débits d'équivalent de dose, est de 30 MBq.

Radioélément	Débit d'équivalent de dose à 1 m [$\mu\text{Sv/h}$]	Estimation de la sensibilité [s]		
		20×20 pixels	180×180 pixels	360×360 pixels
^{133}Ba	1,41	435 +/- 65	800 +/- 65	1340 +/- 65
^{137}Cs	2,28	365 +/- 140	500 +/- 140	800 +/- 140
^{60}Co	9,20	870 +/- 290	1460 +/- 290	2340 +/- 290

2.6 Synthèse sur la localisation de sources radioactives par simulation Monte-Carlo

Dans cette partie, deux configurations d'imageurs Compton reposant sur la technologie Timepix3 sont proposées. La première configuration, dite configuration double-détecteurs, repose sur un modèle « classiquement » rencontré dans la littérature, et qui s'appuie sur l'utilisation d'un plan de diffusion et d'un plan d'absorption. Dans notre cas, c'est le détecteur Timepix3 Si qui joue le rôle de diffuseur, et le détecteur Timepix3 CdTe qui joue le rôle d'absorbeur. La seconde configuration, dite configuration mono-détecteur, est fondée sur le détecteur Timepix3 CdTe.

Les simulations Monte-Carlo valident la possibilité de localiser, à l'aide de l'imagerie Compton, des sources de ^{133}Ba , ^{137}Cs et ^{60}Co avec les deux configurations proposées. Cependant, les simulations ne valident pas la possibilité de localiser des sources d' ^{241}Am avec l'imagerie Compton, quelle que soit la configuration choisie parmi celles proposées.

L'évaluation des résolutions angulaires pour les différents radionucléides, présentée dans le paragraphe 2.3, montre que la configuration double-détecteurs peut potentiellement offrir une meilleure résolution angulaire que la configuration mono-détecteur. Cependant, l'évaluation de la sensibilité des deux configurations, présentée dans le paragraphe 2.5, montre que la configuration double-détecteurs présente une sensibilité qui ne permet pas d'atteindre les performances associées avec les besoins de l'industrie nucléaire.

La prochaine étape consiste à valider de manière expérimentale les capacités de localisation par imagerie Compton des configurations proposées.

Dans le cadre de ces travaux de recherche, l'aspect imagerie à masque codé n'est pas évalué par simulation Monte-Carlo. L'imagerie à masque codé a fait l'objet de nombreux développements au sein du laboratoire au cours des dernières années, notamment avec les développements des caméras gamma GAMPIX, et de sa version miniaturisée Nanopix (paragraphe 3.1 et 3.3 du chapitre 1). Ces différents développements permettent, d'ores et déjà, de confirmer les capacités en imagerie à masque codé d'un système reposant sur la technologie Timepix3. En effet, cette dernière possède des caractéristiques similaires au détecteur pixellisé Timepix, utilisé dans GAMPIX et Nanopix.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons une évaluation expérimentale des capacités de localisation de sources radioactives avec la technologie Timepix3, d'une part à l'aide de l'imagerie Compton, et d'autre part à l'aide de l'imagerie à masque codé.

3. Validation expérimentale des capacités de localisation de sources radioactives avec Timepix3

Dans ce paragraphe, une première validation des capacités de localisation de sources radioactives à l'aide de la technologie Timepix3 est proposée. Dans un premier temps, les capacités de localisation, à l'aide de l'imagerie Compton, et de la configuration mono-détecteur sont présentées (paragraphe 3.1). Dans le paragraphe 3.2, sont étudiées expérimentalement les capacités de localisation du détecteur Timepix3 CdTe associé à l'imagerie à masque codé.

Le dispositif expérimental de la configuration double-détecteurs, ainsi que les codes de traitement associés n'ayant pas été mis en œuvre dans le cadre de ces travaux de recherche, l'évaluation des performances en imagerie Compton n'est réalisée que pour la configuration mono-détecteur.

L'évaluation des performances de localisation est réalisée sur les radioéléments listés dans le tableau 4-7. Dans le tableau 4-7, sont présentés les activités et débits d'équivalent de dose à 1 m des radioéléments utilisés, pour évaluer expérimentalement, les capacités de localisation de sources

radioactives avec Timepix3. Les débits d'équivalent de dose sont mesurés à 1 m avec un radiamètre FH 40 GL-10 fabriqué par APVL Ingénierie France. Ce radiamètre est conçu pour mesurer les débits d'équivalent de dose ambiants $H^*(10)^{39}$ des rayonnements gamma et X.

Tableau 4-7 : Liste des activités et débits d'équivalent de dose à 1 m des radioéléments utilisés pour valider expérimentalement les capacités de localisation de sources radioactives avec Timepix3. Les activités sont calculées à la date du 01/01/2019.

Radioélément	Activité [MBq]	Débit d'équivalent de dose à 1 m mesuré [$\mu\text{Sv/h}$]
^{241}Am	73,8	0,95
^{133}Ba	23,3	1,6
^{22}Na	1,5	0,57
^{137}Cs	34,5	2,9
^{60}Co	20,0	6,1

3.1 Evaluation expérimentale en imagerie Compton pour la configuration mono-détecteur

L'objectif de ce paragraphe est de présenter l'évaluation expérimentale des capacités de localisation de la configuration mono-détecteur, à l'aide de l'imagerie Compton. La configuration mono-détecteur repose sur le détecteur pixellisé Timepix3 CdTe. C'est pourquoi il a été nécessaire de développer une logique permettant de restituer les énergies, et positions des interactions d'intérêt. Cet aspect est décrit dans le paragraphe 3.1.1. Dès lors que les positions des interactions, ainsi que leurs énergies respectives sont identifiées, l'évaluation expérimentale des capacités de localisation par imagerie Compton avec Timepix3 CdTe est réalisée. C'est l'objet du paragraphe 3.1.2.

3.1.1 Identification des événements d'intérêt pour l'imagerie Compton

Dans le cas de la configuration mono-détecteur, il n'y a pas *a priori* concernant la séquence des interactions, c'est pourquoi un algorithme permettant d'identifier la séquence la plus probable a été développé (paragraphe 1.2.2). Les paramètres d'entrée de cet algorithme sont les positions et énergies déposées dans chacune des deux interactions. Cependant, dans le cas d'un détecteur pixellisé les interactions se produisent rarement dans un seul pixel, mais plutôt dans un *cluster* de pixels (paragraphe 1.4 du chapitre 1). D'autre part, la probabilité de fluorescence X, dans le cas d'un semi-conducteur en CdTe, n'est pas négligeable (paragraphe 4 du chapitre 2). Les problématiques sont donc de localiser correctement chacune des interactions, et le cas échéant, de restituer la valeur d'énergie associée à la fluorescence X au « bon » *cluster* de pixels. C'est pourquoi, il a été nécessaire de développer un algorithme qui permet d'identifier les positions et valeurs d'énergies des interactions d'intérêt (qui serviront de paramètres d'entrée à l'algorithme permettant l'identification de la séquence d'interaction la plus probable).

L'algorithme développé pour l'identification des événements d'intérêt fonctionne de la manière suivante. Initialement, une recherche des événements se produisant dans le même intervalle de temps (*i.e.* avec la même valeur de ToA), et pour lesquels les dépôts d'énergies correspondent aux énergies caractéristiques des radioéléments à localiser est effectuée. Si, dans un même intervalle de temps, des dépôts d'énergies correspondent aux valeurs des raies de fluorescence X du tellure à 27,4 keV, ou du cadmium à 23,2 keV, alors ces dépôts sont ajoutés à ceux des *clusters* de pixels les plus proches géométriquement. Une fois que les dépôts correspondant aux énergies de fluorescence X du tellure et du cadmium sont restitués, si le nombre de *clusters* de pixels est de deux, alors les positions et dépôts d'énergie de chacun des *clusters* de pixels sont extraits. La position de chaque interaction est ensuite

³⁹La grandeur $H^*(10)$ est une grandeur opérationnelle de dose efficace utilisée pour la surveillance de zone.

estimée comme la position du pixel, pour lequel, le dépôt d'énergie dans le *cluster* de pixels est le plus grand. L'énergie de l'interaction, quant à elle, est assimilée à la somme des dépôts d'énergie dans chacun des pixels constituant le *cluster* de pixels.

Une fois que les couples d'intérêt sont identifiés, la séquence d'interactions la plus probable est calculée. Les cônes Compton sont ensuite calculés et projetés sur la demi-sphère pixellisée.

3.1.2 Localisation expérimentale de sources radioactives à l'aide de l'imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur

Les tests de localisation à l'aide de la configuration mono-détecteur, et de l'imagerie Compton, portent sur des sources radioactives de ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , auxquels s'ajoute une mesure complémentaire sur une source de ^{22}Na (émetteur gamma d'énergies 511 keV et 1,274 MeV). Les caractéristiques en matière de débit d'équivalent de dose, et d'activité sont rappelées dans le tableau 4-7. Dans le paragraphe 3.1.2.1, sont présentés les résultats de localisation, dans le cas où seul un radioélément est présent dans le champ de vue de l'imageur. Dans le paragraphe 3.1.2.2, la sensibilité de la configuration mono-détecteur est évaluée. Une des possibilités de l'imagerie Compton est de sélectionner l'énergie sur laquelle l'image est reconstruite, cet aspect est illustré dans le paragraphe 3.1.2.3, par la localisation de radioéléments en fonction de leurs énergies.

3.1.2.1 Localisation mono-source

La localisation de radionucléides avec l'imagerie Compton nécessite de définir les énergies sur lesquelles la reconstruction doit être réalisée. Les figures 4-14, 4-16, 4-18, et 4-20 présentent les spectres en énergie correspondant aux radionucléides suivants : ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{137}Cs , et ^{60}Co . Les différents spectres en énergie font l'objet d'une acquisition d'une heure, et la distance entre le détecteur et le radioélément considéré est de 1 m. Les raies en énergie utilisées, pour la localisation à l'aide de l'imagerie Compton, pour chacun des radioéléments, sont colorisées sur les spectres associés.

Les figures 4-15, 4-17, 4-19, et 4-21 illustrent respectivement la localisation des sources de ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{137}Cs et ^{60}Co placées à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur Compton. Les images reconstruites des divers radioéléments présentées ci-après sont obtenues à l'aide de l'algorithme de rétroprojection direct (paragraphe 2 du chapitre 3). Pour chacune des images, un filtrage gaussien, ainsi qu'un seuillage à 50 % sont appliqués.

Dans le cas du ^{22}Na , sur le spectre en énergie présenté figure 4-16, la raie d'énergie à 1,274 MeV est « visible », cependant la statistique de comptage dans cette dernière n'est pas suffisamment grande pour être utilisée pour l'imagerie Compton.

Dans le cas du ^{60}Co , la pixellisation de l'image reconstruite est de 90×90 pixels, car le nombre d'événements Compton n'est pas suffisant pour permettre une pixellisation plus fine.

Les résultats de mesures montrent que la configuration mono-détecteur est capable de localiser expérimentalement des sources de ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{137}Cs et ^{60}Co , pour différentes positions de l'espace. Des essais ont aussi été menés sur une source d' ^{241}Am . Les résultats n'ont pas été concluants, comme cela avait été prévu par les simulations Monte-Carlo (paragraphe 2.2). La prochaine étape consiste à évaluer les performances en matière de sensibilité, et de résolution angulaire. L'évaluation de la sensibilité est proposée dans le paragraphe 3.1.2.2. L'évaluation des distributions d'ARM n'a pas été effectuée, car le nombre d'événements Compton n'est pas suffisant. L'évaluation des distributions d'ARM pour la configuration mono-détecteur n'a pas encore été réalisée, c'est une des prochaines étapes.

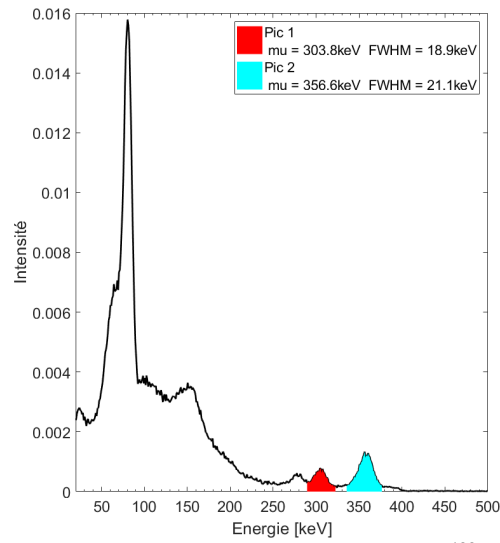


Figure 4-14 : Illustration d'un spectre en énergie mesuré de la source de ^{133}Ba . Les raies en énergies utilisées pour la localisation par imagerie Compton sont colorisées. Le terme « μ » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré.

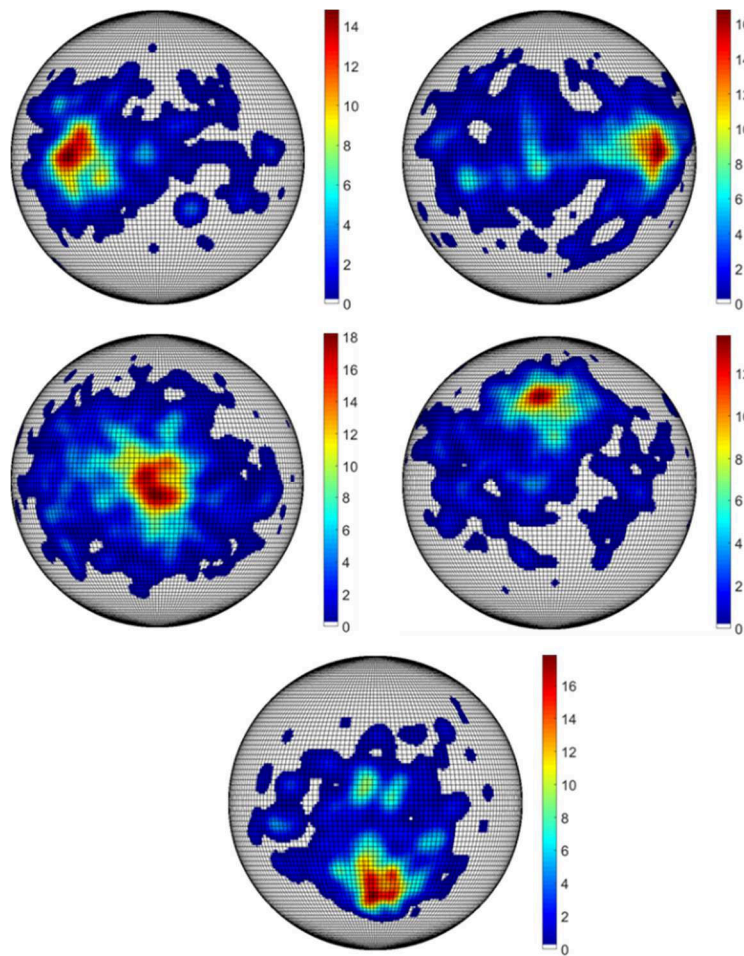


Figure 4-15 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{133}Ba placée à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur. La distance avec l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels.

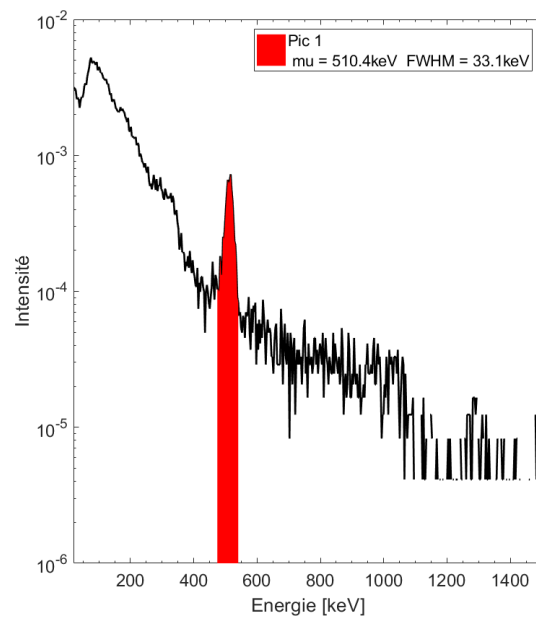


Figure 4-16 : Spectre en énergie mesuré de la source de ^{22}Na . La raie en énergie pour la localisation par imagerie Compton est mise en évidence. Le terme « mu » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré.

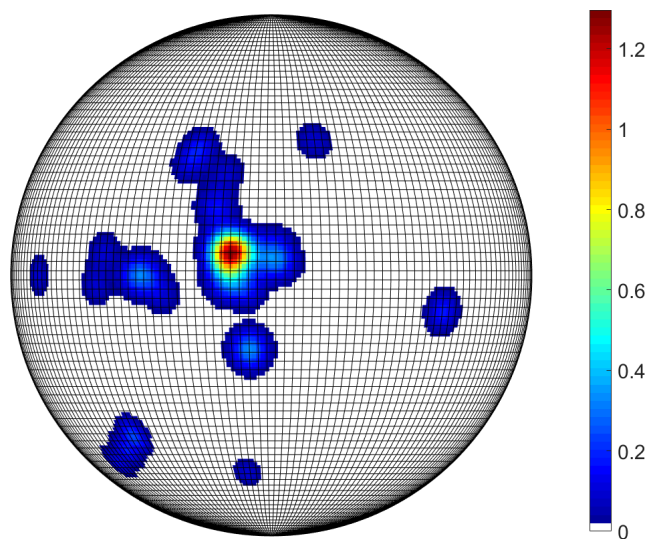


Figure 4-17 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{22}Na placée dans le champ de vue de l'imageur. La distance avec l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à l'image reconstruite. La pixellisation de la demi-sphère est de 90×90 pixels.

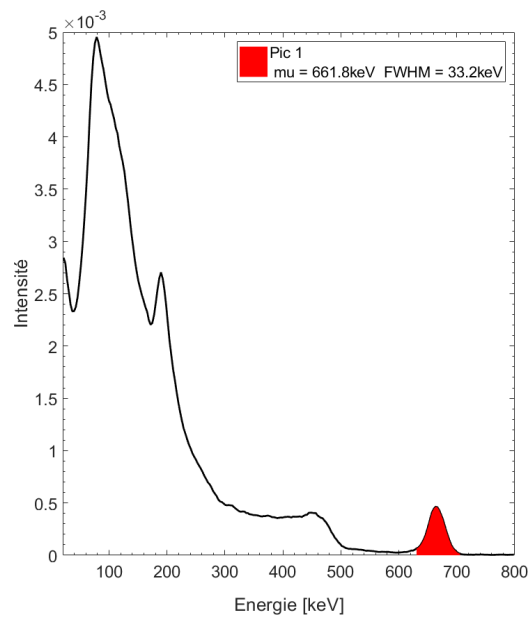


Figure 4-18: Illustration d'un spectre en énergie mesuré de la source de ^{137}Cs . La rie en énergie pour la localisation par imagerie Compton est colorisée. Le terme « mu » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré.

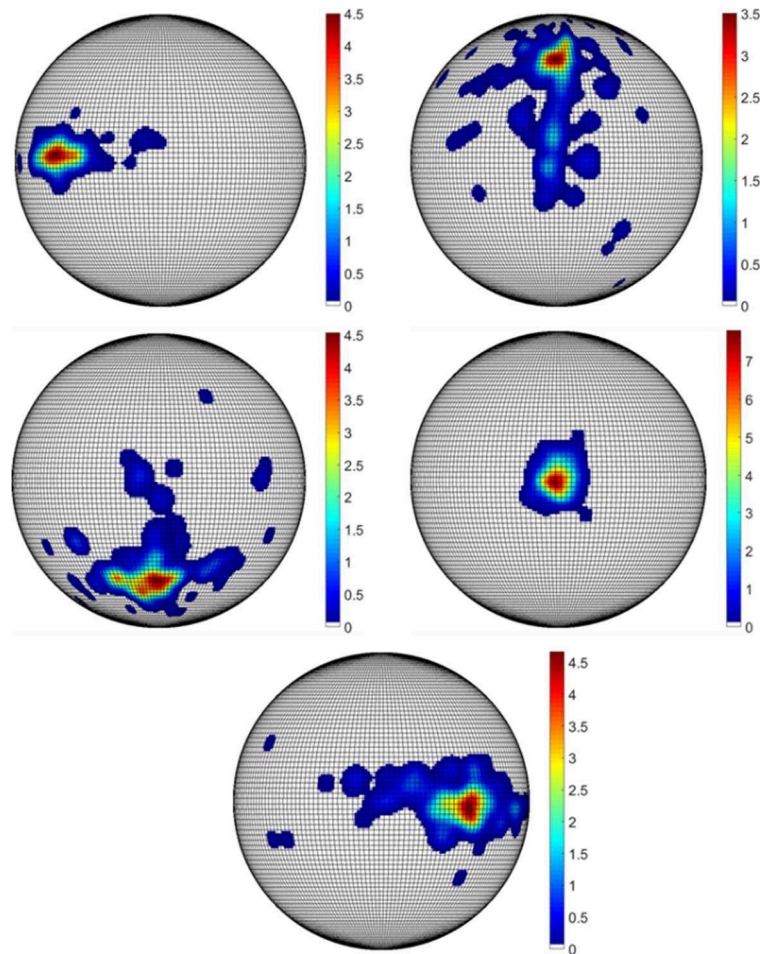


Figure 4-19 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{137}Cs placée à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur. La distance avec l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels.

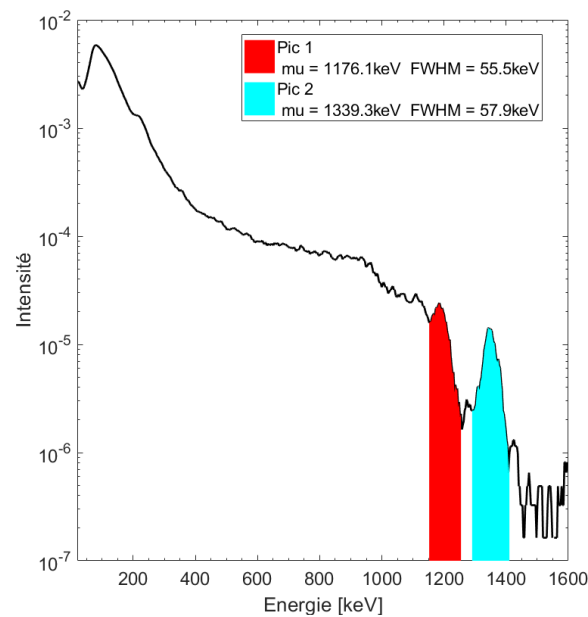


Figure 4-20 : Illustration d'un spectre en énergie mesuré de la source de ^{60}Co . Les raies en énergies pour la localisation par imagerie Compton sont colorisées. Le terme « μ » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré.

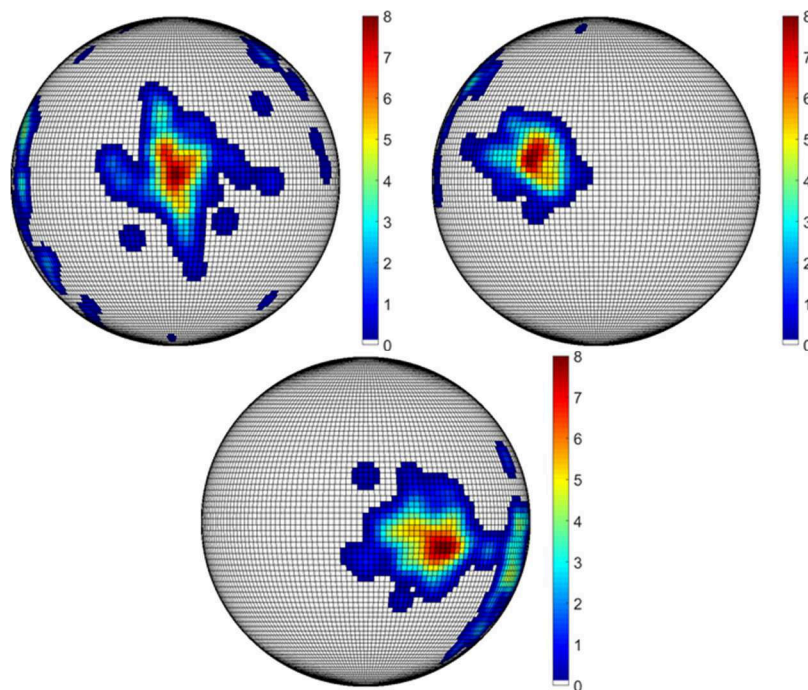


Figure 4-21 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{60}Co placée à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur. La distance entre la source et l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 90×90 pixels.

3.1.2.2 Evaluation de la sensibilité de mesure

La sensibilité de mesure permet d'évaluer le temps minimal nécessaire à la localisation d'une source radioactive. Son évaluation a été réalisée pour la configuration mono-détecteur, à partir des résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe précédent. Pour cette évaluation, le radionucléide considéré se situe au centre de l'image reconstruite.

La sensibilité est évaluée qualitativement selon un critère visuel sur l'image obtenue par rétroprojection directe des cônes Compton, sur laquelle un filtrage gaussien, et un seuillage à 50 % sont appliqués. Si pour un temps de mesure donné, il est jugé qu'une seule source radioactive est localisée, et que la source est localisée correctement, alors ce temps de mesure correspond à la sensibilité. L'évaluation de la sensibilité est obtenue en observant les images reconstruites par pas de 60 secondes, par conséquent la valeur de sensibilité est estimée à plus ou moins 60 secondes.

Comme cela a été présenté dans le paragraphe 2.5, la sensibilité dépend de la pixellisation de l'espace reconstruit. C'est pourquoi la sensibilité a été évaluée pour trois pas de pixellisation de l'espace reconstruit : 20×20 pixels, 90×90 pixels, et 180×180 pixels. La figure 4-22 illustre les images reconstruites avec des pas de pixellisation de 20×20 pixels, 90×90 pixels, et 180×180 pixels, pour lesquelles il a été jugé que la limite de sensibilité était atteinte, dans le cas d'une source de ^{137}Cs placée au centre de l'espace reconstruit.

Les valeurs de sensibilité pour des sources de ^{133}Ba , ^{137}Cs et ^{60}Co , avec la configuration mono-détecteur, et pour des pas de pixellisation de 20×20 pixels, 90×90 pixels, et 180×180 pixels, sont présentées dans le tableau 4-8. La configuration mono-détecteur est capable de localiser expérimentalement des sources radioactives de ^{133}Ba , ^{137}Cs et ^{60}Co , placées à 1 m, entre 240 et 1560 secondes suivant le pas de pixellisation. Ces résultats montrent, d'une part, qu'il est possible de réaliser une mesure « rapide » avec une pixellisation « grossière » (*i.e.* avec une pixellisation de 20×20 pixels). Ils montrent d'autre part, qu'une augmentation du temps de mesure permet d'affiner la localisation (*i.e.* avec une pixellisation de 90×90 pixels ou de 180×180 pixels).

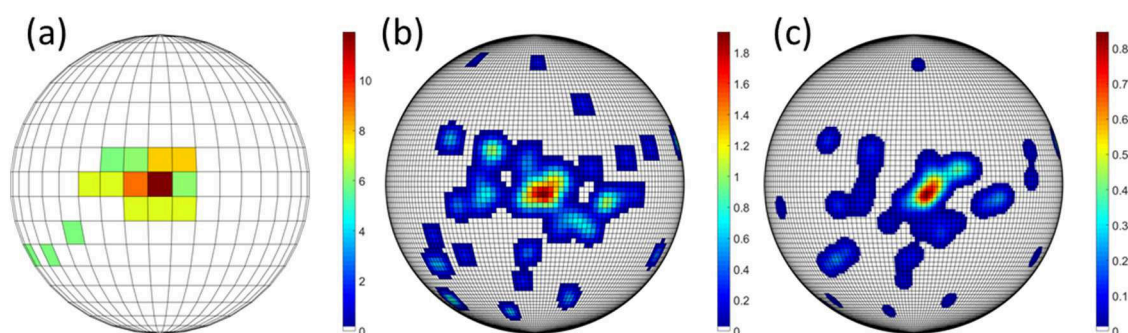


Figure 4-22 : Exemple d'images reconstruites pour lesquelles il a été jugé que la sensibilité de détection était atteinte. Les images sont obtenues avec la source de ^{137}Cs positionnée au centre de l'espace reconstruit à une distance de 1 m pour un temps d'acquisition et un pas de pixellisation de : (a) 180 secondes, 20×20 pixels ; (b) 300 secondes, 90×90 pixels ; (c) 360 secondes, 180×180 pixels.

Tableau 4-8 : Estimation de la sensibilité de la configuration mono-détecteur pour différents radioéléments à une distance de 1 m, pour des pixellisations de l'espace reconstruit de 20×20 pixels, 90×90 pixels, et 180×180 pixels.

Radioélément	Débit d'équivalent de dose à 1 m [μSv/h]	Estimation de la sensibilité [s]		
		20×20 pixels	90×90 pixels	180×180 pixels
^{133}Ba	1,6	300 +/- 60	360 +/- 60	660 +/- 60
^{137}Cs	2,9	240 +/- 60	300 +/- 60	360 +/- 60
^{60}Co	6,1	840 +/- 60	1080 +/- 60	1560 +/- 60

3.1.2.3 Localisation multi-sources

Le principe de localisation par imagerie Compton repose sur l'utilisation d'interactions, pour lesquelles le dépôt d'énergie correspond à la valeur d'énergie d'un, ou plusieurs, pics d'absorption totale caractéristiques du radioélément considéré. Par conséquent, un des avantages de l'imagerie Compton est la possibilité de choisir la bande d'énergie sur laquelle l'image doit être reconstruite, et donc de choisir la source radioactive à localiser. Or, dans l'industrie nucléaire, il n'est pas rare que plusieurs radioéléments soient présents dans l'espace à analyser. C'est pourquoi il est important de vérifier que la configuration mono-détecteur est capable de séparer des sources radioactives en fonction de leurs énergies.

Afin de vérifier les capacités de la configuration mono-détecteur à localiser des sources radioactives en fonction de leur énergie, deux mesures, décrites ci-après, ont été réalisées. Les caractéristiques des sources utilisées sont décrites dans le tableau 4-7.

La première mesure a consisté à positionner une source de ^{133}Ba et une source de ^{137}Cs , simultanément, dans le champ de vue du détecteur. La distance entre les sources radioactives et le détecteur est de 1 m, et le temps d'acquisition d'une heure. La source de ^{133}Ba est positionnée dans la partie gauche du champ de vue, et celle de ^{137}Cs , dans la partie supérieure du champ de vue. La figure 4-23 présente le spectre en énergie, sur lequel sont colorisées les raies en énergie utilisées pour la localisation des radioéléments. La figure 4-24 montre les images reconstruites quand les énergies du ^{133}Ba sont sélectionnées en (a), et du ^{137}Cs en (b).

Une seconde mesure a été réalisée en positionnant une source de ^{137}Cs et de ^{60}Co , simultanément, dans le champ de vue de l'imageur. La distance entre les sources radioactives et le détecteur est de 1 m, et le temps d'acquisition de deux heures. La source de ^{137}Cs est positionnée dans la partie gauche du champ de vue du détecteur. La source de ^{60}Co , quant à elle, est placée dans la partie droite du champ de vue. La figure 4-25 présente le spectre en énergie, sur lequel sont colorisées les raies en énergie utilisées pour la localisation des radioéléments. La figure 4-26 montre les images reconstruites quand les énergies du ^{137}Cs sont sélectionnées en (a), et du ^{60}Co en (b).

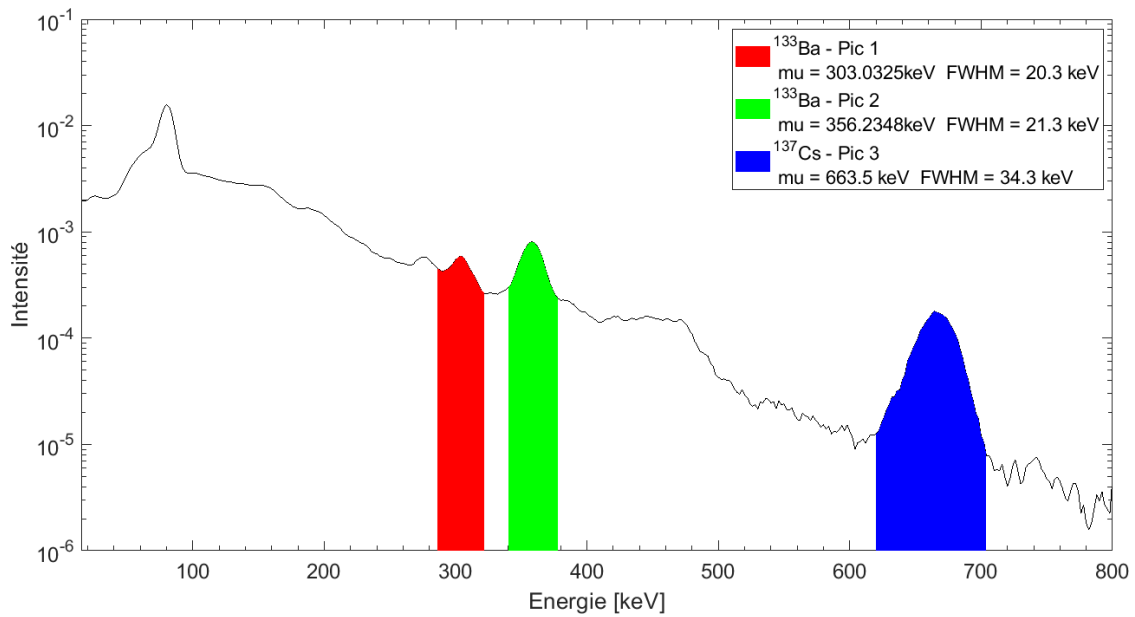


Figure 4-23 : Spectre en énergie mesuré avec la configuration mono-détecteur lorsqu'une source de ^{133}Ba et de ^{137}Cs sont positionnées dans le champ de vue du détecteur. Les raies en énergie utilisées pour la localisation d'un radioélément considéré sont colorisées. Pour un pic considéré, le terme μ correspond à la valeur moyenne, et le terme FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur.

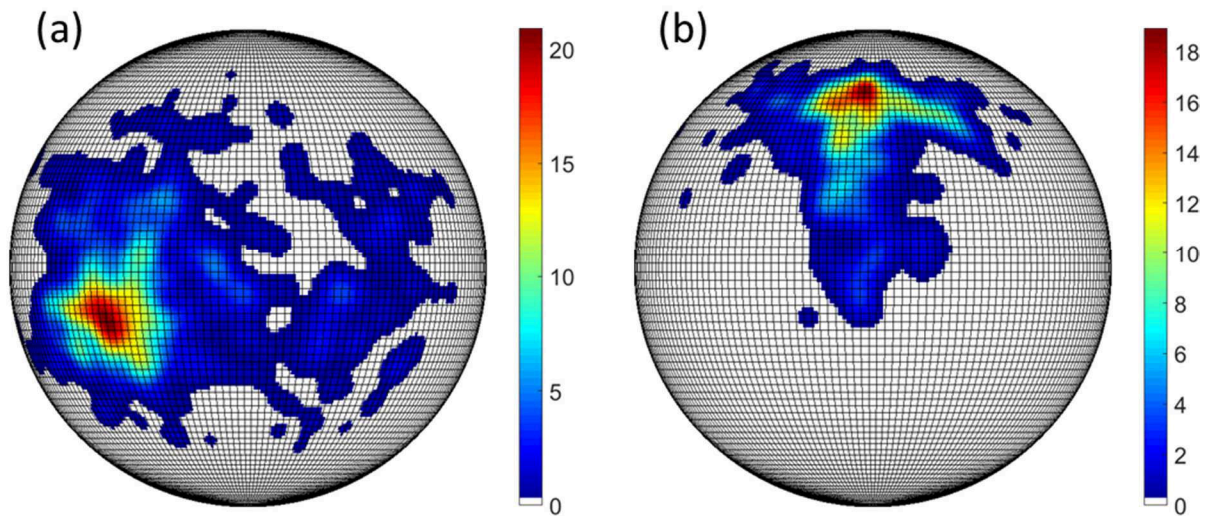


Figure 4-24 : Localisation multi-sources à l'aide de l'imagerie Compton et de la configuration mono-détecteur. L'image est reconstruite en sélectionnant les énergies du ^{133}Ba en (a), et du ^{137}Cs en (b) (illustrées sur le spectre en énergie présenté figure 4-23). La distance entre la source et l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 2 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels.

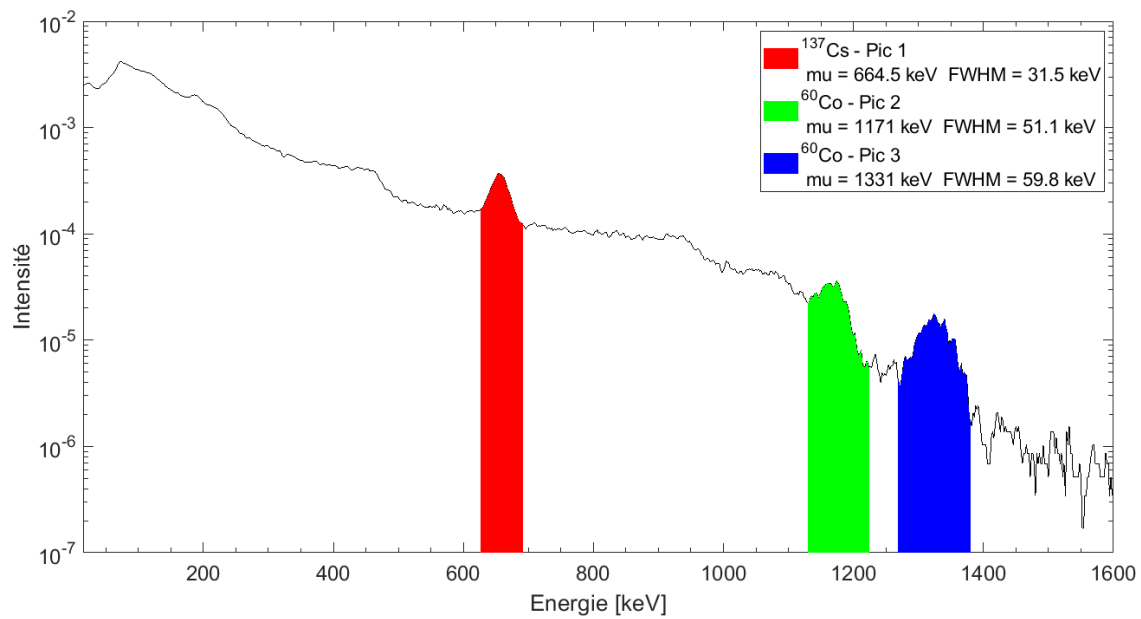


Figure 4-25 : Spectre en énergie mesuré avec la configuration mono-détecteur lorsqu'une source de ^{137}Cs et de ^{60}Co sont positionnées dans le champ de vue du détecteur. Les raies en énergie utilisées pour la localisation d'un radioélément considéré sont colorisées. Pour un pic considéré, le terme μ correspond à la valeur moyenne, et le terme FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur.

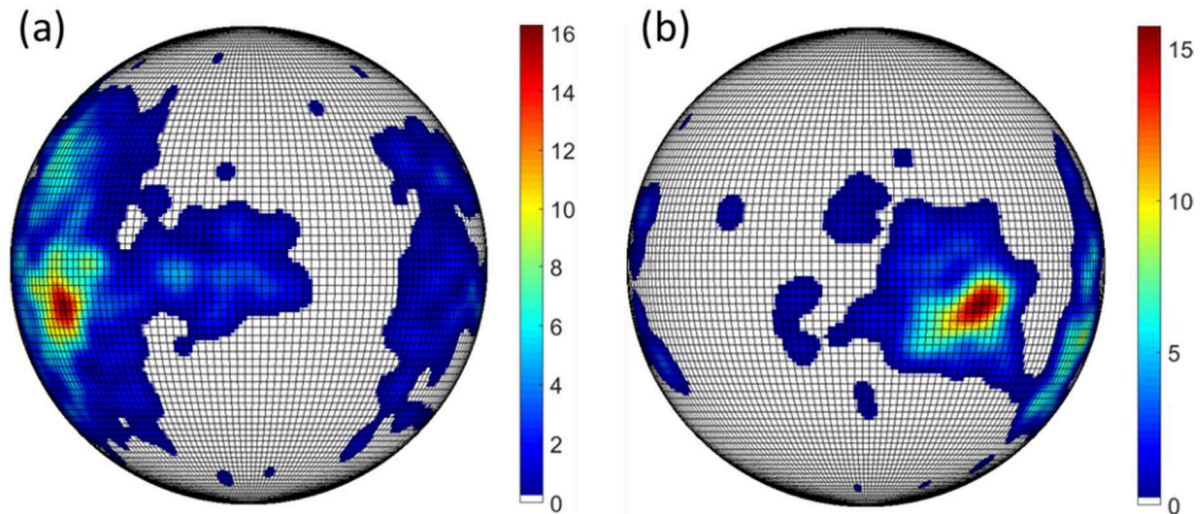


Figure 4-26 : Localisation multi-sources à l'aide de l'imagerie Compton et de la configuration mono-détecteur. L'image est reconstruite en sélectionnant les énergies du ^{137}Cs en (a), et du ^{60}Co en (b) (illustrées sur le spectre en énergie présenté figure 4-25). La distance entre la source et l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 2 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels.

Les résultats obtenus dans ce paragraphe montrent que la configuration mono-détecteur, associée à l'imagerie Compton, est capable de localiser, et de discriminer plusieurs sources radioactives de natures différentes présentes dans son champ de vue. Finalement, il a été montré les capacités de la configuration mono-détecteur à localiser des sources radioactives à l'aide de l'imagerie Compton. La prochaine étape consiste à vérifier les capacités du détecteur Timepix3 CdTe à réaliser de l'imagerie à masque codé. C'est l'objet du paragraphe suivant.

3.2 Evaluation expérimentale en spectro-imagerie à masque codé

L'objectif de ces travaux de recherche est d'associer l'imagerie Compton et l'imagerie à masque codé. C'est pourquoi, une évaluation expérimentale des capacités de Timepix3 à réaliser de l'imagerie à masque codé a été menée. Les capacités de localisation en imagerie à masque codé ont été réalisées avec le détecteur Timepix3 CdTe.

Le choix du masque codé s'est porté sur un masque MURA d'épaisseur 4 mm et de rang 7, puisque c'est le masque codé qui offre le meilleur compromis entre résolution angulaire et sensibilité de mesure (Lemaire, 2015). La distance entre le masque codé et le détecteur est de 1,6 cm, ce qui correspond à un champ de vue de l'imageur à masque codé de 50°. La figure 4-27 montre une photographie du détecteur Timepix3 CdTe associé à un masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. L'algorithme de décodage utilisé est celui développé au laboratoire, il est décrit dans le paragraphe 3.1.5 du chapitre 1. La procédure « masque/anti-masque », qui consiste à effectuer une seconde mesure en effectuant une rotation du masque de 90° (anti-masque), est utilisée pour les mesures décrites ci-après (paragraphe 2.1.3.1 du chapitre 1). Ainsi, un temps d'acquisition de 1 h est divisé en une mesure en mode « masque » de 30 minutes, couplée à une mesure en mode « anti-masque » de 30 minutes.

De nombreuses études ont été menées afin d'évaluer les performances en imagerie à masque codé de la caméra gamma GAMPIX (Carrel *et al.*, 2010, 2012; Gmar *et al.*, 2011; Schoepff *et al.*, 2014; Lemaire, 2015). Le détecteur de la caméra GAMPIX est un détecteur Timepix, hybridé à un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 1 mm. Les dimensions du semi-conducteur, ainsi que la pixellisation du détecteur sont identiques entre le détecteur de la caméra gamma GAMPIX et le détecteur Timepix3 CdTe. D'autre part, les modes de fonctionnement des deux détecteurs sont globalement identiques (paragraphe 3.1.2 du chapitre 1). C'est pourquoi, l'évaluation expérimentale des capacités de localisation avec le détecteur Timepix3 CdTe proposée dans ce paragraphe est relativement succincte. Les caractéristiques des sources utilisées pour la validation expérimentale des capacités de localisation par imagerie à masque codé avec Timepix3 CdTe sont décrites dans le tableau 4-7.

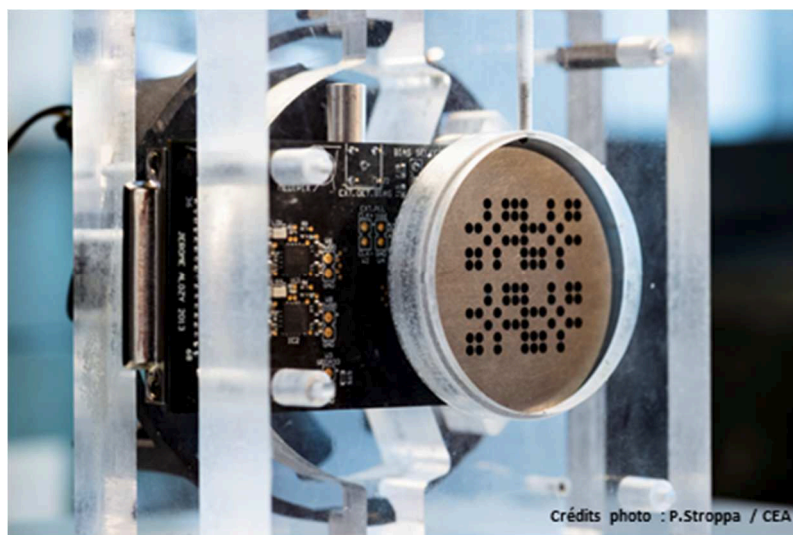


Figure 4-27 : Le détecteur Timepix3 CdTe sur son support associé à un masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm.

Avec le détecteur Timepix3 CdTe, une modification a été apportée sur l'algorithme de localisation, afin de pouvoir réaliser de la spectro-imagerie. Avec GAMPIX, la spectro-imagerie est réalisée au moyen d'un fenêtrage sur la taille des *clusters* de pixels et sur la valeur de ToT (paragraphe 3.1.5.2 du chapitre 1). Dans le cadre de ces travaux de recherche, de manière analogue à ce qui est fait pour l'imagerie Compton, il a été choisi d'utiliser directement les valeurs en énergies afin de sélectionner les événements d'intérêt. Ainsi, l'image « brute » est construite en pondérant chaque pixel illuminé par sa valeur en énergie.

Afin de vérifier les capacités de spectro-imagerie en masque codé avec le détecteur Timepix3, une première mesure a été réalisée en plaçant dans le champ de vue du masque codé, simultanément, une source de ^{133}Ba , et une source d' ^{241}Am . La source d' ^{241}Am est positionnée dans la partie supérieure du champ vue, et celle de ^{133}Ba , dans la partie inférieure. Le temps d'acquisition est d'une heure, et la distance entre le détecteur et les sources est de 1 m. Il a été choisi d'effectuer une mesure sur une source d' ^{241}Am , puisque parmi la liste des radioéléments d'intérêt, c'est celui qui n'est pas localisable avec l'imagerie Compton.

La figure 4-28 présente l'image décodée obtenue sans aucun fenêtrage en énergie. L'image décodée sans aucun fenêtrage en énergie permet de localiser la source de ^{133}Ba . Cependant, il n'y a pas de point chaud qui corresponde à la position de la source d' ^{241}Am . C'est l'utilisation des informations spectrométriques qui va permettre d'identifier la position de la source d' ^{241}Am . La figure 4-29 présente le spectre en énergie mesuré associé à la mesure décrite *supra*, sur lequel les raies en énergie utilisées pour la localisation du radioélément considéré sont colorisées. La figure 4-30 montre les images décodées obtenues lorsqu'un fenêtrage en énergie sur l' ^{241}Am (à gauche), et sur le ^{133}Ba (à gauche) sont utilisés. L'utilisation du fenêtrage approprié permet de localiser correctement la source radioactive considérée.

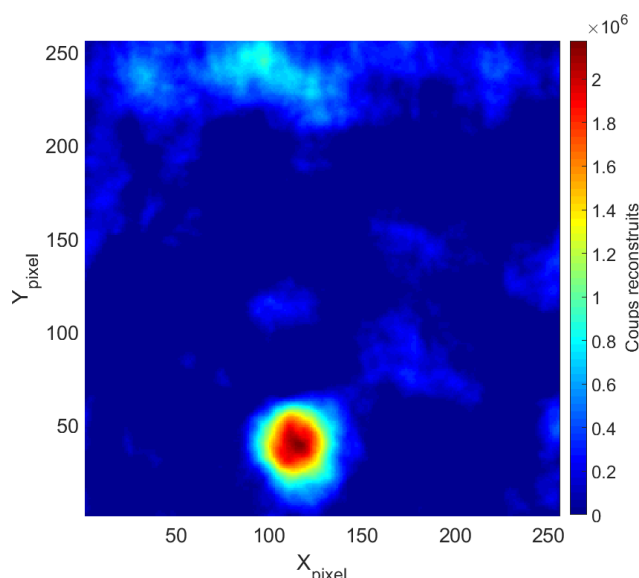


Figure 4-28 : Image décodée sans traitement spectrométrique d'une source de ^{133}Ba (visible sur la partie inférieure de l'image) et d'une source d' ^{241}Am placée dans la partie supérieure de l'image. La distance entre les sources radioactives et le détecteur est de 1 m, et le temps d'acquisition d'une heure. Les caractéristiques des sources radioactives sont décrites dans le tableau 4-7.

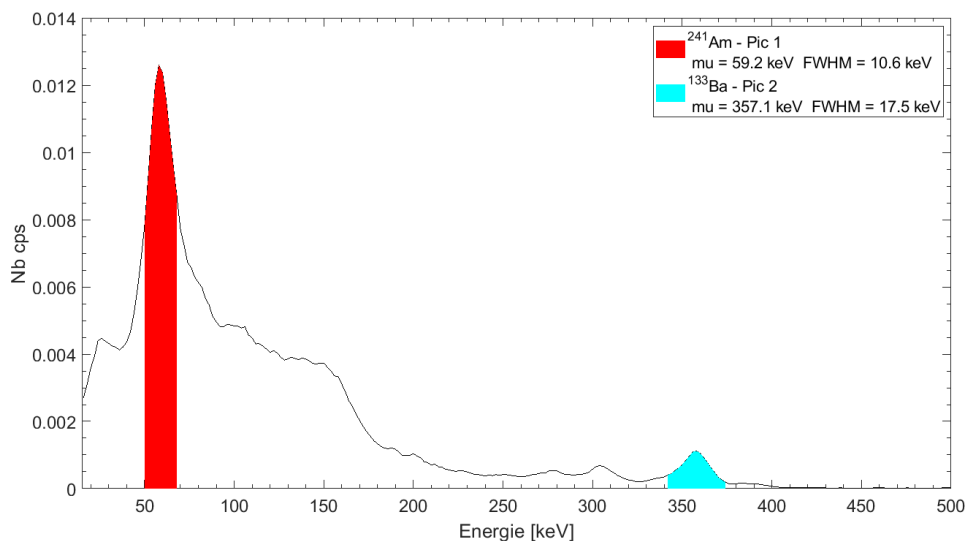


Figure 4-29 : Spectre en énergie mesuré sur des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba sont positionnées dans le champ de vue du masque codé. Les raies en énergie utilisées pour la localisation d'un radioélément considéré sont colorisées. Pour un pic considéré, le terme μ correspond à la valeur moyenne, et le terme FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur.

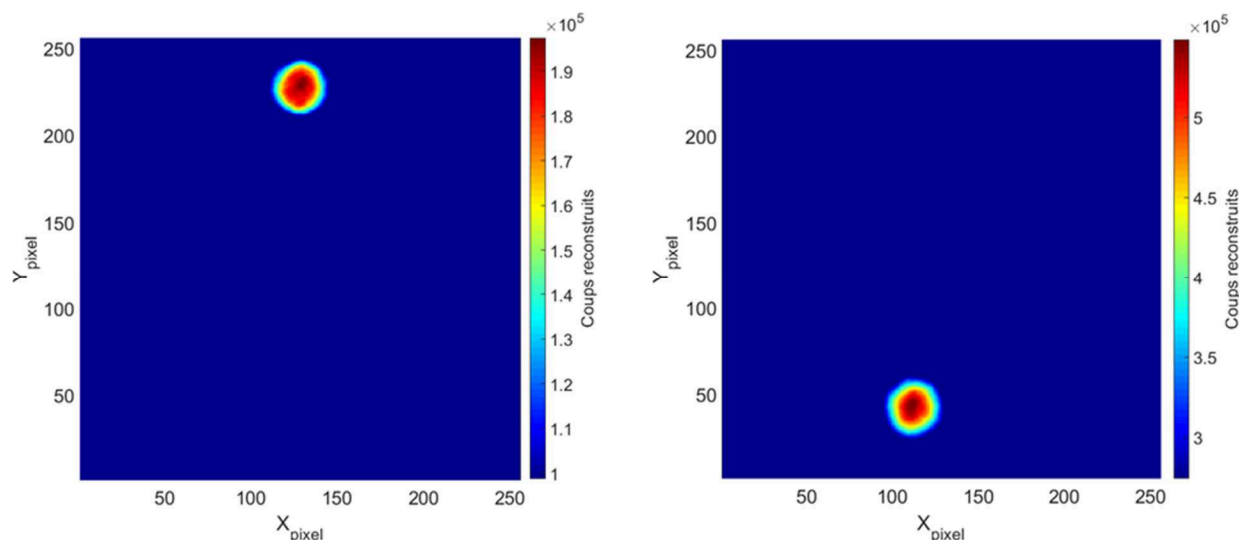


Figure 4-30 : Utilisation de la spectro-imagerie à masque codé pour localiser une source d' ^{241}Am (à gauche) et ^{133}Ba (à droite). Les images sont « seuillées » à 50% de la valeur maximale du point chaud. Les sources d' ^{241}Am et ^{133}Ba sont placées à 1 m du détecteur, et le temps d'acquisition est de 1 h.

Un second intérêt d'utiliser l'information spectrométrique, pour localiser des sources radioactives, est la possibilité d'améliorer la sensibilité de détection de l'imageur, lorsque plusieurs sources radioactives sont présentes dans le champ de vue (par rapport à une localisation sans utilisation de fenêtrage en énergie). La figure 4-31 illustre les images décodées lorsqu'aucun fenêtrage en énergie n'est appliqué (à droite), lorsque le fenêtrage en énergie correspond à 59,5 keV (^{241}Am), et lorsque le fenêtrage en énergie correspond à 356 keV (^{133}Ba). Lorsqu'aucun fenêtrage en énergie n'est appliqué, aucune source radioactive n'est localisée dans la durée de mesure choisie. L'utilisation des fenêtrages associés à l' ^{241}Am , et au ^{133}Ba , permettent de localiser ces radioéléments aux bonnes positions.

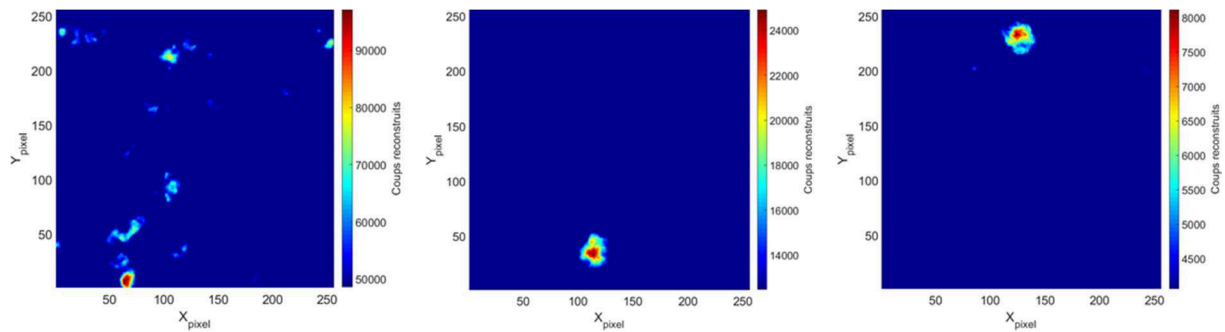


Figure 4-31 : Localisation de sources radioactives pour différents fenêtrages en énergie : à gauche aucun fenêtrage, au centre le fenêtrage correspond à 59,5 keV (^{241}Am), et à droite à 356 keV (^{133}Ba). Les sources d' ^{241}Am et ^{133}Ba sont positionnées, simultanément, dans le champ de vue du masque codé. La distance entre les sources et le détecteur est de 1 m, et le temps d'acquisition est de 120 secondes.

Une limitation de l'imagerie à masque codé concerne la reconstruction de sources « fantôme » lorsqu'une source radioactive se situe à la limite du champ de vue du masque codé (paragraphe 2.1.3.1 du chapitre 1). La figure 4-32 illustre la reconstruction, à l'aide de l'imagerie à masque codé, d'une source de ^{137}Cs positionnée en limite de champ de vue du masque codé. Il apparaît clairement que la source de ^{137}Cs n'est pas reconstruite à la bonne position, et que cette dernière est reconstruite à deux positions différentes. Dans le cas d'un environnement inconnu, il n'est *a priori* pas possible de savoir quelle est la « vraie » position. La solution proposée pour pallier cet effet, est de réaliser une mesure Compton complémentaire qui permet d'identifier la position « réelle » de la source radioactive.

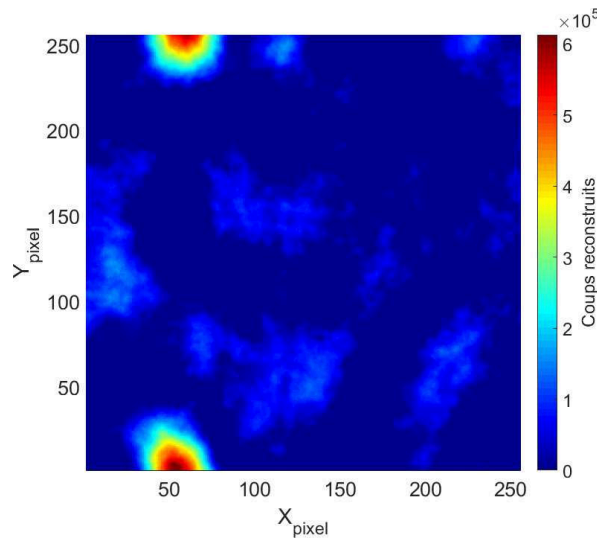


Figure 4-32 : Localisation à l'aide de l'imagerie à masque codé d'une source de ^{137}Cs positionnée en limite de champ de vue du masque codé. La source est placée dans la partie supérieure du champ de vue de l'imageur. La distance entre la source et le détecteur est de 1 m, le temps d'acquisition est de deux heures.

3.3 Synthèse sur les capacités de localisation de sources radioactives avec Timepix3 CdTe

Les capacités de localisation à l'aide de l'imagerie Compton, et à masque codé, avec le détecteur Timepix3 CdTe ont été validées expérimentalement dans cette partie. Les différentes mesures présentées dans les paragraphes précédents montrent que le détecteur Timepix3 CdTe est capable de localiser une, ou plusieurs sources radioactives en imagerie à masque codé, et en imagerie Compton.

En imagerie Compton, la configuration mono-détecteur est capable de localiser des sources radioactives de ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{22}Na , et ^{60}Co positionnées à une distance de 1 m du détecteur (paragraphe 3.1.2.1). Les simulations Monte-Carlo, ainsi que les mesures expérimentales menées, montrent que l'imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur (et double-détecteurs) n'est pas apte à localiser des sources d' ^{241}Am . Les performances en matière de sensibilité ont aussi été évaluées pour du ^{133}Ba , ^{137}Cs , et ^{60}Co (paragraphe 3.1.2.2). Ainsi, une source de ^{133}Ba , dont le débit d'équivalent de dose à 1 m est de $1,6 \mu\text{Sv/h}$, peut être localisée entre 300 secondes et 660 secondes, selon le pas de pixellisation de l'espace reconstruit. Concernant le ^{137}Cs , une source dont le débit d'équivalent de dose à 1 m est de $2,9 \mu\text{Sv/h}$ peut être localisée entre 240 secondes et 360 secondes, selon le pas de pixellisation. Quant au ^{60}Co , pour un débit d'équivalent de dose à 1 m de $6,1 \mu\text{Sv/h}$, il peut être localisé entre 840 secondes et 1560 secondes. Il d'autre part été validé la capacité de discriminer, et de localiser des sources radioactives en fonction de leurs énergies (paragraphe 3.1.2.3). Les capacités de localisation en imagerie Compton, mais aussi les performances en matière de sensibilité, valident la possibilité d'un imageur Compton basé sur la technologie Timepix3 CdTe pour des applications de l'industrie nucléaire.

Une des perspectives à moyen terme concernant l'imagerie Compton avec Timepix3, est l'évaluation des performances en matière de résolution angulaire de la configuration mono-détecteur. Bien que la résolution n'ait pas été évaluée expérimentalement, les largeurs à mi-hauteur des distributions d'ARM, évaluées par simulation, permettent d'affirmer que les mesures en imagerie à masque codé (avec un masque MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm) présentent une meilleure résolution angulaire que les mesures en imagerie Compton. Il y a donc un intérêt à associer les deux modes d'imagerie au sein d'un imageur hybride afin de pallier les limitations respectives des deux techniques.

La seconde perspective concerne l'implémentation d'un algorithme permettant de reconstruire un plus grand nombre de séquences d'interactions. L'implémentation d'un tel algorithme permettrait d'augmenter le nombre d'évènements d'intérêt pour l'imagerie Compton, et par conséquent les performances de la configuration mono-détecteur. Concernant la configuration double-détecteurs, une étude doit être menée pour évaluer ses capacités de localisation en imagerie Compton.

En imagerie à masque codé, les performances de localisation de sources radioactives avec le détecteur Timepix3 CdTe ont été validées expérimentalement. Il a notamment été montré que le détecteur Timepix3 était capable d'identifier correctement les positions de chacune des sources radioactives présentes dans le champ de vue du masque codé. Le fenêtrage en énergie a aussi été implémenté, et permet de discriminer des sources en fonction de leurs énergies. Ce même fenêtrage permet aussi *a priori* d'améliorer la sensibilité de l'imageur. Cependant, il a été montré par Hermine Lemaire dans ces travaux de thèse (Lemaire, 2015), que l'utilisation d'un fenêtrage dégradait la sensibilité de la caméra gamma GAMPIX. Il y a donc une contradiction entre les résultats de sensibilité obtenus en imagerie à masque codé avec le détecteur Timepix3, et les résultats avec la caméra gamma GAMPIX. Une étude plus approfondie va être menée pour déterminer l'origine de cette différence de comportement. D'autre part, un des facteurs limitants de l'imagerie à masque codé, qui concerne la reconstruction de sources « fantôme » lorsqu'une ou plusieurs sources radioactives se situent en limite du champ de vue du masque codé, a été observé. La solution proposée est l'utilisation des informations de l'imagerie Compton qui permettrait de supprimer les sources « fantôme ».

Finalement, l'association des deux modes d'imagerie permettrait de compenser une partie des limitations de chacun des modes d'imagerie. L'utilisation de l'imagerie à masque codé améliorerait de

manière conséquente la résolution angulaire de l'imagerie Compton, et compenserait son incapacité à localiser des sources « basses énergies ». En effet, l'imagerie à masque codé est d'autant plus performante que les photons incidents sont de « basses énergies ». L'imagerie Compton, en plus de couvrir un plus grand champ de vue que la configuration à masque codé, permettrait de supprimer les sources fantôme introduites par la modulation spatiale. L'association de ces deux informations est réalisée au sein d'un imageur hybride, qui fait l'objet du paragraphe suivant.

4. Imagerie hybride avec Timepix3

Comme discuté dans le paragraphe 3.3, le développement d'un imageur hybride permettrait de compenser une partie des limitations associées à chacun des modes d'imagerie. Deux configurations d'imageur ont été étudiées pour l'imagerie Compton, c'est pourquoi deux configurations d'imageur hybride sont proposées dans ce paragraphe. La première configuration d'imageur hybride, décrite dans le paragraphe 4.1, repose sur l'utilisation de la configuration double-détecteurs associée à un masque codé, et est décrite par les termes « configuration hybride double-détecteurs ». La seconde configuration d'imageur hybride, décrite dans le paragraphe 4.2, repose sur la configuration mono-détecteur, et de manière analogue, est nommée « configuration hybride mono-détecteur ».

4.1 Description de la configuration hybride double-détecteurs

La configuration hybride double-détecteurs se compose de trois briques principales, le détecteur Timepix3 Si, le détecteur Timepix3 CdTe, et le masque codé. Les deux détecteurs Timepix3 sont placés parallèlement, de sorte que les deux semi-conducteurs soient l'un en face de l'autre. Le masque codé, un masque MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm, est placé derrière le détecteur Timepix3 CdTe. La figure 4-33 montre une représentation en vue de profil, et en trois dimensions de la configuration hybride double-détecteurs.

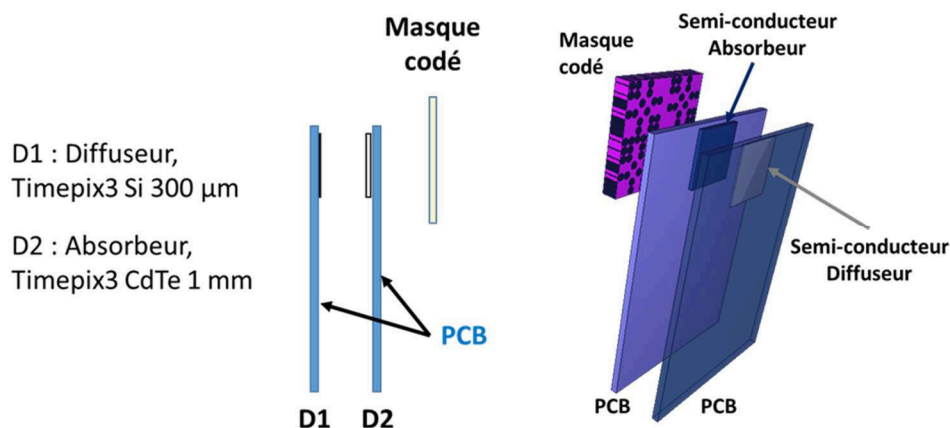


Figure 4-33 : La configuration hybride double-détecteurs et ses trois briques principales : la puce de comptage Timepix3 et son semi-conducteur Si d'épaisseur 300 µm, la puce de comptage Timepix3 hybridée à un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 1 mm, et le masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. À gauche une représentation en vue de profil, et à droite une représentation en trois dimensions.

La configuration double-détecteurs hybride proposée dispose de deux modes de mesures complémentaires, un mode imageur Compton dans une direction offrant un champ de vue aux alentours de 180°, et un mode imageur à masque codé permettant un champ de vue aux alentours de 50°. Le changement entre les deux modes de mesure, pour une direction donnée, se fait par rotation de 180° selon l'axe perpendiculaire à cette direction, tel qu'illustré par la figure 4-34.

Le choix de proposer deux modes de mesures, plutôt qu'un seul dans lequel les deux modes seraient réalisés par le biais d'une même et unique mesure, repose sur deux raisons citées ci-après.

- Le masque codé dégrade la mesure directe en mode imagerie Compton. Le matériau du masque codé (dénal) a été choisi de sorte que les rayonnements gamma traversent les trous, et soient bloqués par les pleins. Il y a donc une diminution du nombre de cônes Compton quand le masque codé est placé entre la source radioactive et le semi-conducteur. Cette diminution est due aux diffusions, et absorption, se produisant dans le masque codé.
- L'ajout du masque codé complexifie grandement la géométrie du système, et donc le calcul de la matrice système t_{ij} (paragraphe 3.2 du chapitre 3). Dans le cas où le masque codé est à prendre en compte lors du calcul de la matrice système, il faut prendre en compte la distance de masque traversée pour chaque pixel de l'image décodée, la présence ou non d'un trou, et la position du masque (masque ou anti-masque).

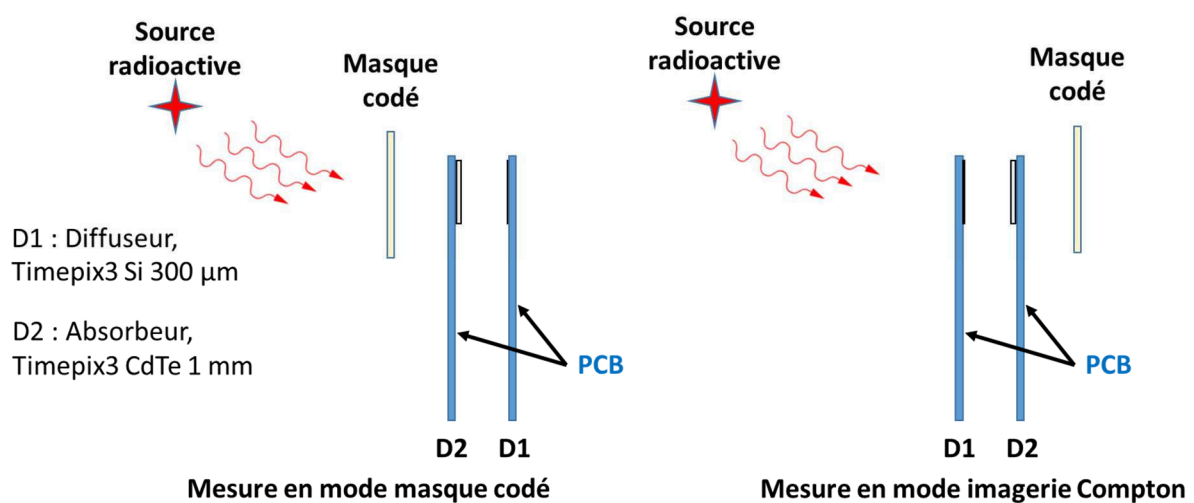


Figure 4-34 : La configuration hybride double-détecteurs (vue de profil et ses deux modes de mesures. A gauche la mesure en masque codé assurée par le détecteur Timepix3 CdTe. A droite le mode imagerie Compton, le photon est diffusé dans le détecteur Timepix3 Si, puis absorbé dans le détecteur Timepix3 CdTe. Le changement de mode de mesure est effectué par une rotation de 180° selon l'axe verticale.

4.2 Description de la configuration hybride mono-détecteur

La configuration mono-détecteur est illustrée par la figure 4-35, et se compose de deux éléments principaux, le détecteur Timepix3 CdTe, et le masque codé. Le masque codé est un masque MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. La distance entre le masque codé et le semi-conducteur, de 1,6 cm, est identique à celle utilisée pour la caméra gamma GAMPIX.

La configuration mono-détecteur proposée dispose de deux modes de mesures complémentaires, un mode imageur Compton dans une direction offrant un champ de vue aux alentours de 180°, et un mode imageur à masque codé permettant un champ de vue aux alentours de 50°. Le changement entre les deux modes de mesure pour une direction donnée se fait par rotation de 180°, selon l'axe perpendiculaire à cette direction, tel qu'illustré figure 4-36. Le même raisonnement que pour la configuration hybride double-détecteurs a été suivi pour mener à la proposition de deux modes de mesure, plutôt qu'un seul.

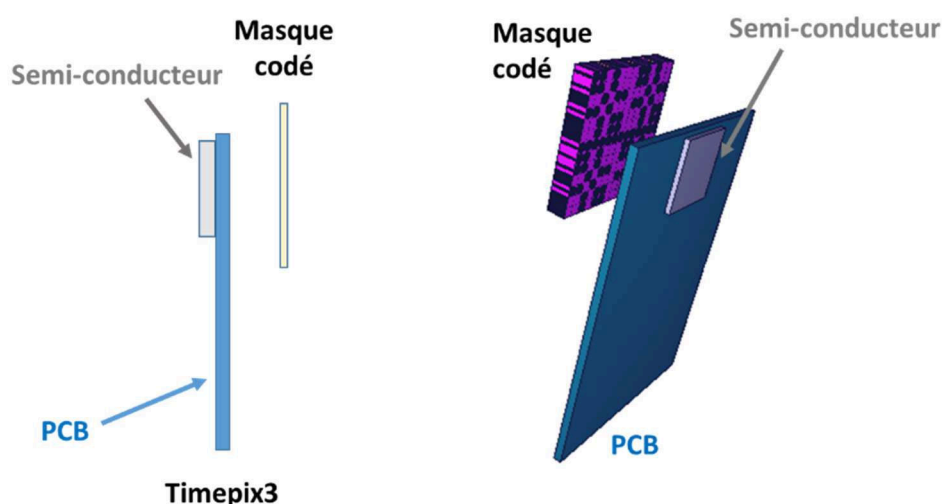


Figure 4-35 : Configuration hybride mono-détecteur, composée de la puce de comptage Timepix3 hybridé à un semi-conducteur de tellure de cadmium d'épaisseur 1 mm, et d'un masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. A gauche une vue de profil, à droite une représentation en trois dimensions. Le terme PCB pour « printed circuit board » désigne le circuit imprimé.

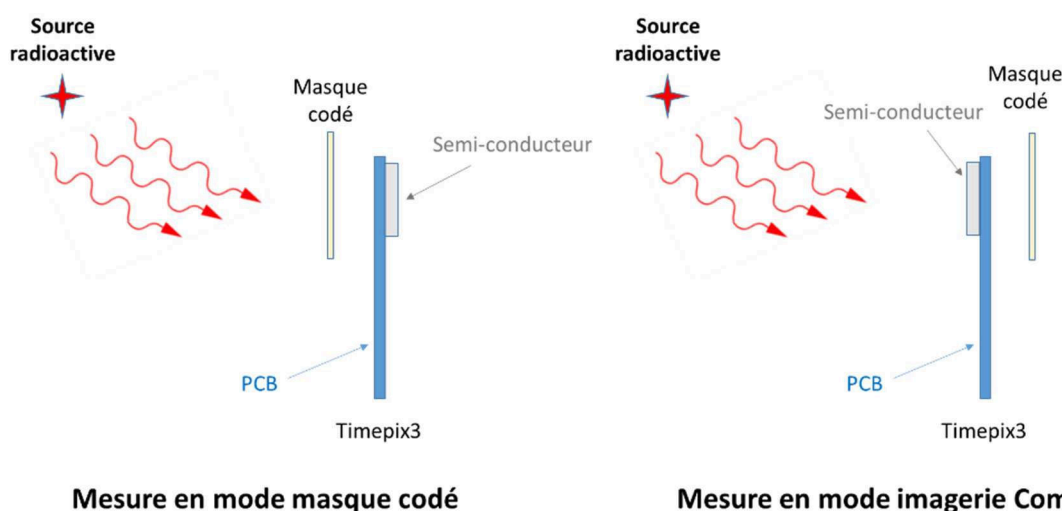


Figure 4-36 : La configuration mono-détecteur (vue de profil) et ses deux modes de mesures, à gauche l'imagerie à masque codé, à droite le mode imagerie Compton. En mode imagerie Compton, la diffusion Compton et l'absorption photoélectrique ont lieu dans le même volume de détection. Le changement de mode de mesure est effectué par une rotation de 180° selon l'axe verticale.

4.3 Projection de l'image « masque codé » sur la demi-sphère Compton

La première problématique concerne la superposition des deux images : les deux modes d'imagerie ne possèdent pas le même champ de vue. De plus, l'image obtenue avec l'imagerie à masque codé est une représentation planaire, et celle avec l'imagerie Compton est une représentation sphérique : il n'est donc pas possible d'effectuer une superposition directe des deux représentations. Il a été choisi de projeter l'image obtenue avec l'imagerie à masque codé sur la demi-sphère utilisée pour l'imagerie Compton.

Afin de superposer les deux images, il est important d'avoir la bonne définition quant au champ de vue de l'imagerie à masque codé. Le masque codé utilisé est un masque MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. Intrinsèquement, l'utilisation des masques codés MURA produit des erreurs de localisation dans

certaines régions du champ de vue. Le champ de vue peut se diviser en deux zones distinctes : la zone entièrement codée et la zone partiellement codée (paragraphe 2.1.3.1 du chapitre 1). La division du champ de vue d'une caméra gamma à masque codé est rappelée sur la figure 4-37. Dans la zone entièrement codée, chaque pixel reçoit un signal ayant été modulé par le masque codé, la modulation par le masque est donc complète. En revanche, dans la zone partiellement codée, la modulation par le masque codé n'est pas complète, générant des sources « fantôme » et une mauvaise localisation du point chaud.

La figure 4-38 montre les images décodées obtenues par simulation Monte-Carlo de sources radioactives placées de sorte à former un angle de (a) $16,5^\circ$, (b) 19° et (c) $21,5^\circ$ avec l'axe du détecteur. Comme l'illustre la figure 4-38 (c), lorsque la source radioactive atteint le champ de vue partiellement codé, la reconstruction de la source radioactive n'est pas correcte. Il apparaît donc crucial de connaître le champ de vue entièrement codé du système.

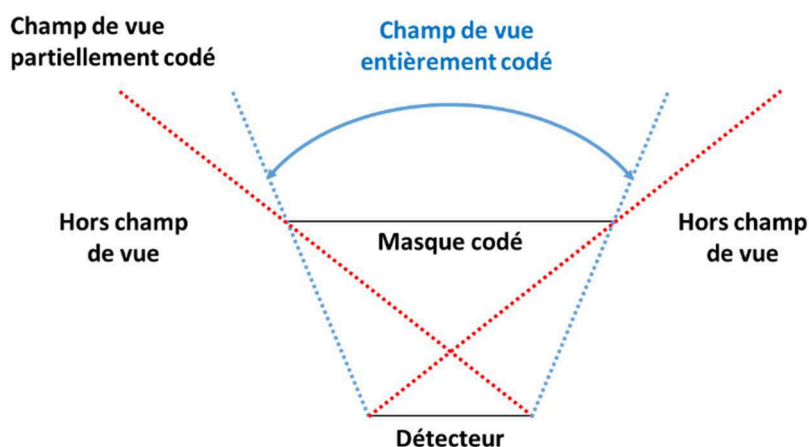


Figure 4-37 : Division du champ de vue d'une caméra gamma à masque codé : la zone entièrement codée, et la zone partiellement codée.

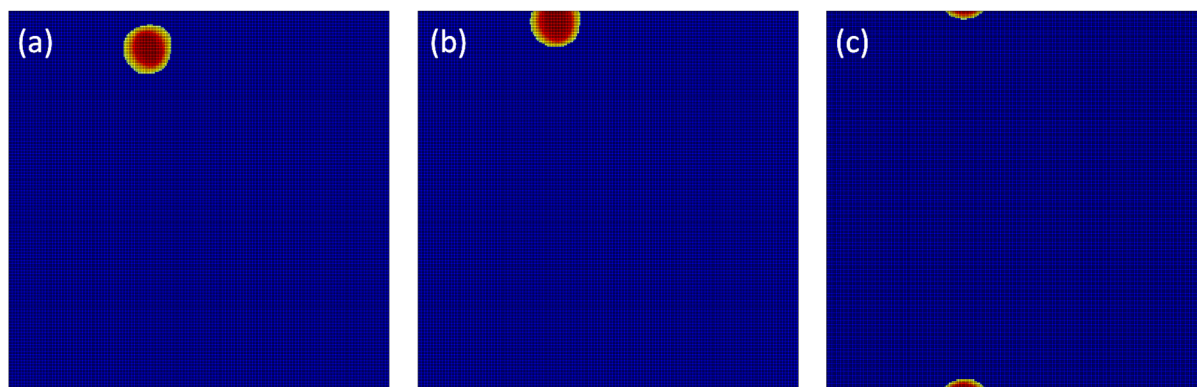


Figure 4-38 : Images décodées en imagerie à masque codé dans le cas où la source radioactive forme un angle de (a) $16,5^\circ$; (b) 19° ; et (c) $21,5^\circ$ avec l'axe de la caméra.

Le champ de vue entièrement codé peut se calculer géométriquement en prenant en compte l'épaisseur du masque codé, ou non. La figure 4-39 illustre le calcul du champ de vue avec et sans prise en compte de l'épaisseur du masque codé, le terme e correspond à l'épaisseur du masque codé, soit 4 mm, le terme d , à la distance entre le masque codé et le semi-conducteur, soit 1,6 cm, et L , la dimension du semi-conducteur, soit ici 1,4 cm. En prenant en compte l'épaisseur du masque, le champ de vue calculé est de 38° . C'est cette valeur qui est utilisée pour superposer les deux images décodées.

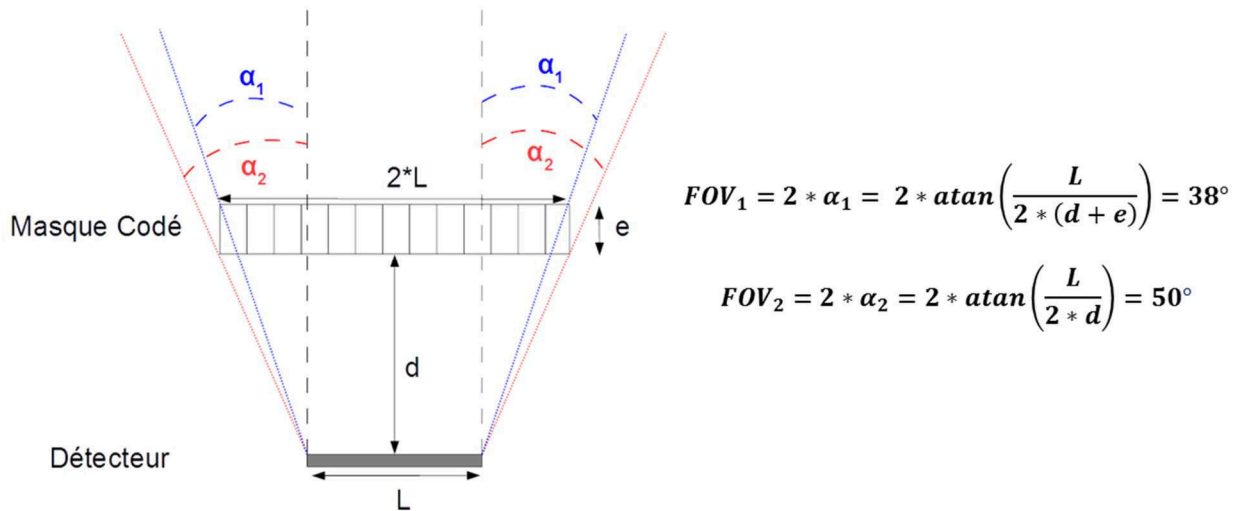


Figure 4-39 : Illustration du champ de vue en imagerie à masque codé avec et sans prise en compte de l'épaisseur du masque MURA. Les termes FOV_1 et FOV_2 (« Field of View ») correspondent au champ de vue, en utilisant respectivement les angles α_1 et α_2 .

4.4 Association de l'information « Compton » à l'information « masque codé »

Comme décrit dans le paragraphe précédent, une des limites de l'imagerie à masque codé est la reconstruction de sources « fantôme », lorsque la source radioactive se situe dans le champ partiellement codé du masque codé. La figure 4-40 illustre la localisation d'une source ponctuelle⁴⁰, placée dans le champ de vue partiellement codé du masque codé, à l'aide de l'imagerie à masque codé et de l'imagerie Compton. Sur la figure 4-40, l'imagerie à masque codé ne donne pas d'information pertinente, alors que l'imagerie Compton localise la source correctement. L'utilisation de l'information Compton permet de pallier cet effet, puisque si un nombre de cônes suffisant se chevauchent en une position, alors il y a une source radioactive à cette position.

Le coefficient de corrélation 2-D entre les images décodées Compton, et masque codé (après projection sur la demi-sphère), est calculé et permet d'estimer si les deux modes d'imagerie s'accordent, ou non. Dans le cas où les deux informations sont en accord, alors les deux images décodées sont normalisées et superposées. Dans le cas contraire, seule l'image Compton est utilisée. La figure 4-41 illustre l'utilisation du critère d'évaluation basé sur le coefficient de corrélation 2-D. Pour l'instant, le critère d'évaluation a seulement été vérifié, dans le cas où seule une source radioactive était présente dans l'espace. L'utilisation du coefficient de corrélation s'avère d'autant plus utile, quand la source radioactive se situe à la limite entre le champ de vue partiellement codé et le champ de vue totalement codé.

⁴⁰ La source simulée est une source de ^{137}Cs positionnée à 1 m du détecteur. Pour cette simulation, les sources d'incertitudes associées à la pixellisation des détecteurs et à l'énergie ne sont pas prises en compte.

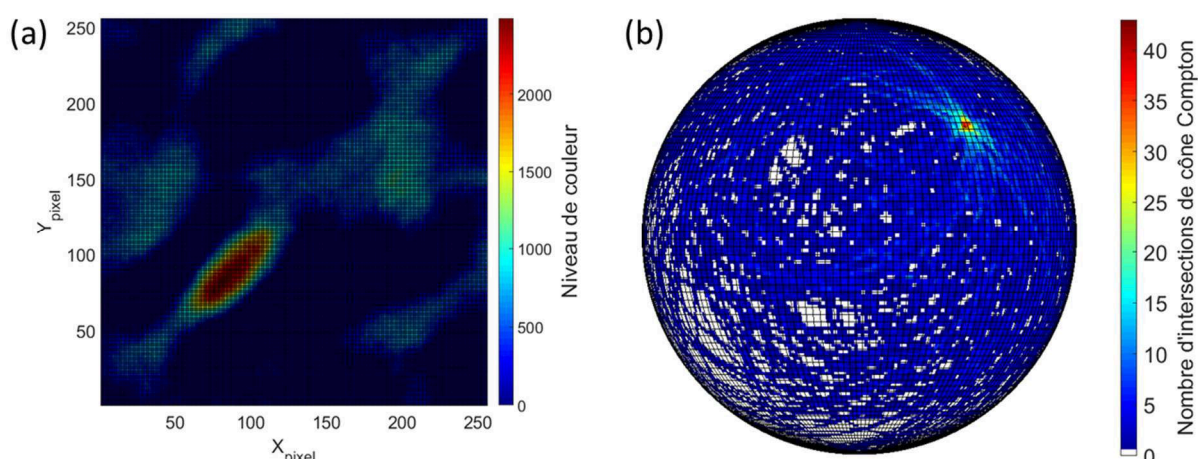


Figure 4-40 : Localisation d'une source simulée émettant des photons de 662 keV placée dans le champ de vue partiellement codé du masque codé, à l'aide (a) de l'imagerie à masque codé, et (b) l'imagerie Compton. La configuration simulée est la configuration double-détecteurs.

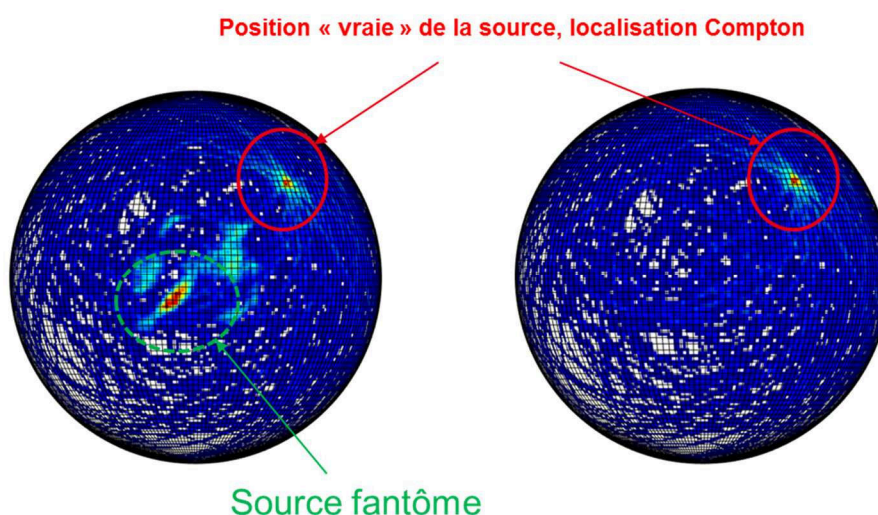


Figure 4-41 : Superposition de l'image décodée « Compton » et de l'image décodée « masque codé », à gauche aucun critère n'est utilisé et une source fantôme induite par le masque codé apparaît, à droite l'utilisation du critère de corrélation et permet de supprimer la source fantôme.

Un algorithme MLEM a été développé au laboratoire pour l'imagerie à masque codé, l'association des informations provenant des deux modes d'imageries, par le biais de cet algorithme, se fait par somme directe des deux images décodées. Cet aspect n'a pas encore été validé.

4.5 Exemple d'imagerie hybride réalisée à l'aide de la configuration mono-détecteur hybride

La configuration mono-détecteur hybride est la configuration qui permet de valider l'ensemble des développements menés dans ces travaux de recherche. Elle associe les développements menés autour du détecteur Timepix3, tels que l'étalonnage en énergie par pixel et l'évaluation des performances spectrométriques (chapitre 2), les développements en imagerie Compton (chapitre 3 et chapitre 4), ainsi que les développements en imagerie à masque codé (chapitre 4). En effet, un tel système présenterait les mêmes performances en imagerie Compton que celles décrites dans le paragraphe 3.3. Quant aux performances en imagerie à masque codé, il ne paraît pas aberrant d'estimer ces dernières très similaires aux performances de la caméra gamma GAMPIX (paragraphe 3.1.6 du chapitre 1).

Afin d'illustrer l'imagerie hybride avec la configuration mono-détecteur, une mesure expérimentale a été réalisée en positionnant, simultanément, une source radioactive d' ^{241}Am dans le champ de vue du masque codé, et une source radioactive de ^{137}Cs dans le champ de vue partiellement codé du masque codé.

L'objectif ici est d'illustrer, d'une part, l'apport de l'imagerie à masque codé pour localiser la source d' ^{241}Am , et d'autre part, l'apport de l'imagerie Compton pour la localisation de la source de ^{137}Cs . Les caractéristiques des sources radioactives sont listées dans le tableau 4-7. La distance entre les sources et le détecteur est de 1 m. Le prototype de la configuration hybride mono-détecteur n'ayant pas encore été fabriqué, les mesures en mode « imagerie Compton » et en mode « imagerie à masque codé » sont réalisées séparément. Il est réalisé dans un premier temps la mesure en mode « imagerie Compton », puis en mode « imagerie à masque codé ». Le temps d'acquisition pour la mesure en imagerie Compton est d'une heure. Le temps d'acquisition pour la mesure imagerie à masque codé est de 30 minutes en positions masque, et 30 minutes en position anti-masque.

La figure 4-42 illustre les images décodées obtenues en sélectionnant, respectivement, les fenêtrages en énergie associés à l' ^{241}Am (59,5 keV), et au ^{137}Cs (662 keV), à l'aide de l'imagerie à masque codé. Les images décodées (en imagerie à masque codé) sont représentées sur la demi-sphère pixellisée utilisée pour l'imagerie Compton. La source d' ^{241}Am est reconstruite à la bonne position, cependant il y a un doute quant à la position de la source de ^{137}Cs . La position réelle de la source de ^{137}Cs se situe dans la partie inférieure gauche du champ de vue de l'imageur hybride. Cette confirmation est apportée par l'image Compton, illustrée figure 4-43.

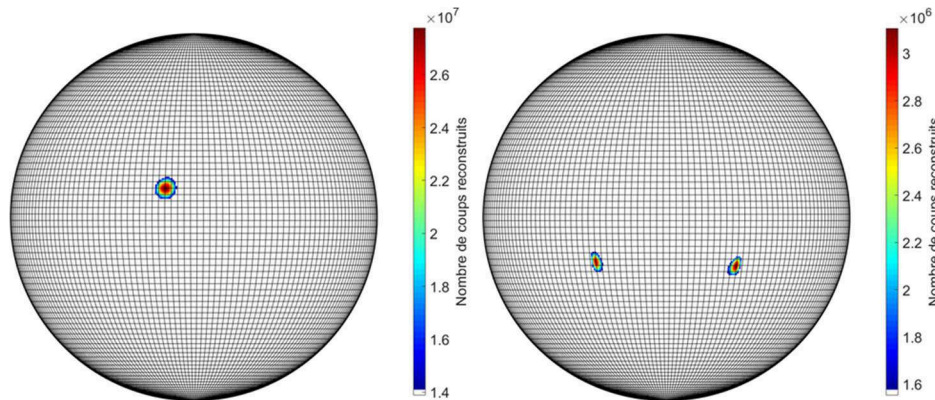


Figure 4-42 : Localisation à l'aide de la spectro-imagerie à masque codé d'une source d' ^{241}Am positionnée dans le champ de vue du masque codé, et d'une source de ^{137}Cs positionnée en limite de champ de vue du masque codé. Les caractéristiques des sources sont listées dans le tableau 4-7. A gauche, le fenêtrage en énergie correspond à 59,5 keV (^{241}Am), et à droite à 662 keV (^{137}Cs). La distance entre la source et le détecteur est de 1 m, le temps d'acquisition est d'une heure. Les images sont seuillées à 50 %.

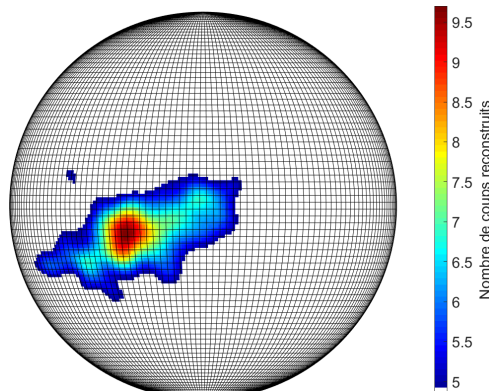


Figure 4-43 : Localisation par imagerie Compton d'une source de ^{137}Cs avec la configuration mono-détecteur hybride. Le temps d'acquisition est d'une heure, la distance entre la source et le détecteur est de 1 m. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50 % sont appliqués.

Une fois les positions des sources radioactives identifiées, les images décodées associées à chacun des deux modes d'imagerie peuvent être superposées à une image visible. Cet aspect a pour principal intérêt la visualisation des résultats d'imagerie. Il est en effet plus simple d'identifier les positions des sources radioactives quand les images gamma sont associées à une image visible. Dans le cas de la configuration mono-détecteur, l'image visible est une photographie réalisée avec une caméra *fisheye*, ou caméra « grand-angle ». Il s'agit d'une caméra visible, dont le champ de vue est de 180°. La figure 4-44 illustre la superposition (ou image superposée) de l'image visible, de l'image « Compton », associée à la source de ^{137}Cs (figure 4-43), et de l'image « masque codé », associée à la source d' ^{241}Am (figure 4-42). Pour des questions de visibilité sur l'image superposée, le quadrillage correspond à une pixellisation de l'espace reconstruit de 20×20 pixels.

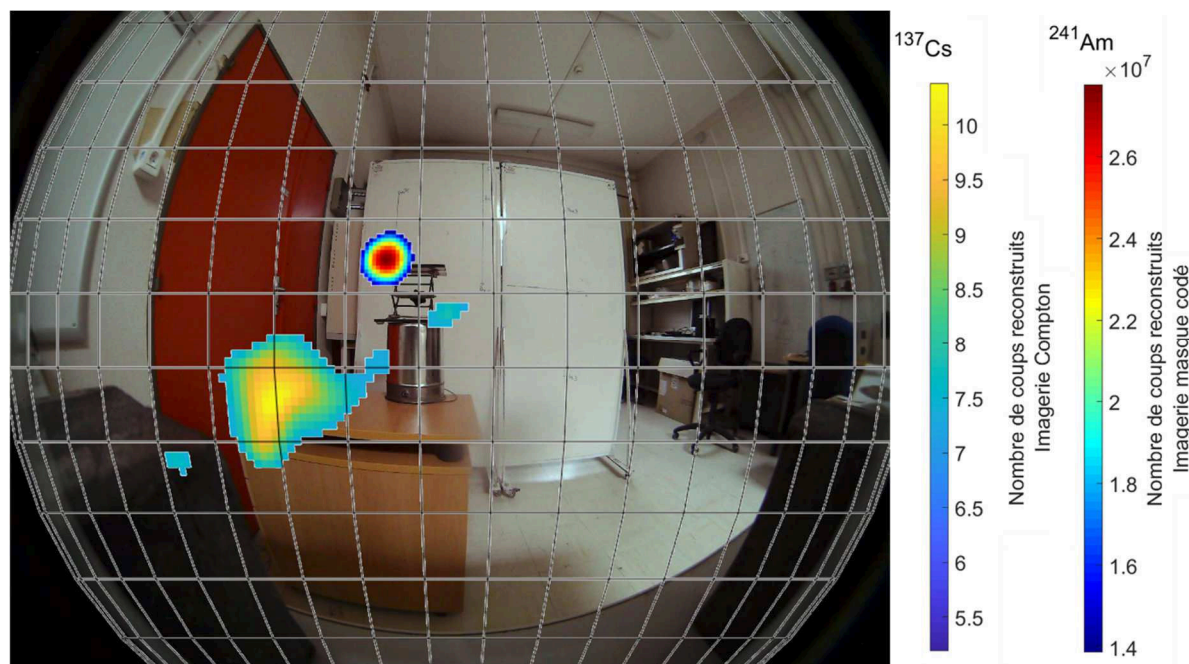


Figure 4-44 : Illustration de l'utilisation de la configuration mono-détecteur hybride. Superposition de l'image visible « grand-angle », de l'image décodée en mode masque codé seuillée à 50 % avec un fenêtrage sur l'énergie du ^{241}Am , et de l'image décodée en mode Compton seuillée à 70 % avec un fenêtrage sur l'énergie du ^{137}Cs (en jaune). Le quadrillage correspond à une pixellisation de 180×180 pixels.

4.5.1 Synthèse sur l'imagerie hybride avec Timepix3 CdTe

Les différents développements menés au cours de ces travaux de thèse ont permis d'aboutir à un prototype d'imageur hybride. Un cas d'application d'un tel imageur est illustré dans le paragraphe 4.5. Il a notamment été montré que l'association des deux techniques d'imagerie autour d'un même détecteur était réalisable. L'utilisation de l'imagerie à masque codé permet notamment de localiser des radioéléments émetteurs de photons « basses énergies », tel que l' ^{241}Am . D'autre part, l'utilisation de l'imagerie Compton permet de « supprimer » les sources fantôme reconstruites par l'imagerie à masque codé.

De surcroît, la configuration mono-détecteur hybride proposée possède, *a priori*, des performances en imagerie Compton similaires à celles de la configuration mono-détecteur (paragraphe 3.1.2). Étant donnée les caractéristiques similaires des détecteurs Timepix (détecteur de la caméra gamma GAMPIX) et Timepix3, les performances en imagerie à masque codé de la configuration mono-détecteur hybride devraient être similaires à celle de la caméra gamma GAMPIX. Cet aspect est aussi valable pour la configuration double-détecteurs hybride (qui repose aussi sur le détecteur Timepix3 CdTe pour l'imagerie à masque codé). Finalement, l'illustration des capacités de localisation de la configuration mono-détecteur hybride valide les développements menés au cours de ces travaux de recherches.

Cependant, de nombreuses améliorations peuvent encore être apportées aux configurations proposées. Une de ces améliorations concerne l'imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur. Il a été montré dans (Bergmann *et al.*, 2017, 2019) qu'il était possible de reconstruire les parcours en trois dimensions de pions, ou de muons, avec le détecteur Timepix3. Dans le cas de photons, ce ne serait pas la profondeur d'interaction qui serait estimée, mais la différence des profondeurs d'interactions entre les couples d'intérêt. Avec cette information supplémentaire, la résolution angulaire dans l'image Compton décodée serait grandement améliorée dans le cas de la configuration mono-détecteur. De tels développements ont été proposés dans (Turecek *et al.*, 2018). Une seconde amélioration concerne l'association des informations issues de l'imagerie Compton, et de l'imagerie à masque codé, dans le cas des configurations hybrides. Dans l'état actuel des choses, les deux images sont normalisées, sommées, puis comparées. Il ne paraît cependant pas aberrant d'imaginer des algorithmes plus performants permettant d'exploiter au mieux les deux sources d'informations.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objectif de ces travaux de recherche était de développer un prototype d'imageur hybride, associant les techniques d'imagerie à masque codé et d'imagerie Compton, dédié aux applications de l'industrie nucléaire. Au laboratoire, la caméra gamma GAMPIX, et sa version miniature Nanopix constituent l'état de l'art de l'imagerie à masque codé. Un des objectifs visés par ces travaux de recherche est de pallier les limitations de l'imagerie à masque codé. Les applications visées par nos développements concernaient l'industrie nucléaire, et devaient donc répondre à ses contraintes. Les contraintes imposées par l'industrie nucléaire sont principalement liées au coût, à l'approvisionnement, mais aussi à la facilité de déploiement *in-situ* du système proposé. Afin de répondre aux différentes problématiques de ce projet de recherche, nous avons proposé d'effectuer les différents développements autour de la brique technologique Timepix3. Le choix s'est porté sur cette brique technologique puisque d'une part, elle présente les mêmes caractéristiques que le détecteur Timepix, inclus dans la caméra gamma GAMPIX, auxquelles s'ajoutent des fonctions supplémentaires. Ces fonctions supplémentaires constituent la seconde motivation pour le choix de Timepix3, et permettent simultanément de localiser les interactions se produisant dans le semi-conducteur, de mesurer les énergies déposées, et de dater les événements. Ces trois informations permettent, en théorie, de réaliser de l'imagerie Compton.

Ainsi, le premier axe de recherche a consisté à évaluer les performances des détecteurs Timepix3. Deux détecteurs Timepix3 sont disponibles au laboratoire, le premier est hybridé à un substrat semi-conducteur de silicium d'épaisseur 300 μm (Timepix3 Si). Le second est hybridé à un substrat semi-conducteur de tellure de cadmium d'épaisseur 1 mm (Timepix3 CdTe). En premier lieu, il a été nécessaire de définir les paramètres de fonctionnement de chacun des détecteurs (tels que la tension de polarisation, ou les paramètres DAC). Cela a notamment été réalisé par le biais d'un séjour d'une semaine avec les équipes de développement de Timepix3 au CERN. En second lieu, un algorithme d'identification des *clusters* de pixels a été développé. Cette étape était essentielle puisqu'elle permet de restituer les positions et énergies déposées par les interactions se produisant dans le volume de semi-conducteur. Nous avons ensuite déterminé les courbes d'étalonnage en énergie pour chacun des 65536 pixels composant les deux détecteurs. Cela a été réalisé par le biais de mesures sur des sources radioactives, auxquelles se sont ajoutées des mesures sur la source de rayons X monochromatique accordable SOLEX du Laboratoire National Henri Becquerel du CEA Paris-Saclay. Les étalonnages en énergie par pixel des détecteurs Timepix3 ont permis d'identifier, sur les spectres en énergie, les principales raies caractéristiques de nombreux radionucléides rencontrés dans l'industrie nucléaire. On peut citer, entre autres, les radionucléides suivants : ^{241}Am , ^{57}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu ou encore le ^{60}Co . Une étude complémentaire a été menée afin de caractériser l'évolution de la résolution en énergie des détecteurs Timepix3. Elle a été évaluée sur une gamme d'énergie s'étendant de 6 keV à 122 keV pour Timepix3 Si, et a montré que le pouvoir de résolution en énergie était inférieur à 10% pour des énergies supérieures à 25 keV. Pour le détecteur Timepix3 CdTe, la résolution en énergie a été évaluée sur une gamme d'énergie s'étendant de 25 keV à 1,3 MeV. Pour des énergies supérieures à 80 keV, le pouvoir de résolution de Timepix3 CdTe est inférieur à 10 %. L'évaluation des performances spectrométriques des détecteurs Timepix3 était une composante essentielle de ces travaux de recherche, puisque la résolution en énergie des détecteurs a un impact direct dans la reconstruction des images.

Le deuxième axe de recherche était dédié au développement d'algorithmes pour la localisation par imagerie Compton. Le premier algorithme développé était un algorithme de rétroprojection directe des cônes Compton. Cet algorithme consiste à calculer les projections des cônes Compton sur une demi-sphère pixellisée, puis à déterminer la ou les positions pour lesquelles le plus grand nombre de cônes s'intersectent. Cette position correspond à la position de la source radioactive. La seconde méthode est une méthode itérative, il s'agit de l'algorithme LM-MLEM (*List Mode – Maximum Likelihood Expectation Maximization*). Cet algorithme, consiste à déterminer à partir d'opérations successives la position la plus « vraisemblable » de la source radioactive. Il présente l'avantage d'améliorer de manière significative la résolution angulaire dans l'image décodée. Dans l'absolu, la position de la source radioactive ne sera reconstruite que dans un seul pixel. Les différentes sources d'incertitudes contribuant à la dégradation de la résolution angulaire dans l'image décodée ont ensuite été évaluées. Plusieurs sources

d'incertitudes ont été identifiées, telles que l'incertitude sur les positions d'interactions (associée à la pixellisation des détecteurs), l'incertitude sur l'énergie mesurée (associée à la résolution en énergie des détecteurs), mais aussi l'élargissement Doppler. L'évaluation de ces incertitudes a permis, entre autres, de déterminer le choix du matériau jouant le rôle de diffuseur, et celui jouant le rôle d'absorbeur. D'autre part, elle a permis d'identifier qu'il n'était *a priori* pas possible de localiser des émetteurs gamma « basses énergies » (tel que l' ^{241}Am) par imagerie Compton avec les détecteurs Timepix3. Cette limitation n'est pas bloquante, bien au contraire, elle renforce l'intérêt de développer un imageur hybride. En effet, l'imagerie à masque codé est d'autant plus performante que l'énergie des photons incidents est faible.

Le troisième axe de recherche portait sur le dimensionnement et l'évaluation expérimentale des performances d'un imageur hybride basé sur la technologie Timepix3. Nous avons donc commencé par dimensionner un imageur Compton basé sur Timepix3. Il a finalement été proposé deux configurations pour l'imagerie Compton. La première configuration, dite configuration double-détecteurs, est celle habituellement utilisée pour réaliser de l'imagerie Compton. Elle repose sur l'utilisation d'un détecteur qui joue le rôle de diffuseur, associé à un second détecteur jouant le rôle d'absorbeur. Ici, le détecteur jouant le rôle de diffuseur est le détecteur Timepix3 Si, et c'est Timepix3 CdTe qui joue le rôle d'absorbeur. La seconde configuration, nommée configuration mono-détecteur, repose sur l'utilisation d'un seul détecteur Timepix3 CdTe, qui joue à la fois le rôle de diffuseur et celui d'absorbeur. Au début de ces travaux de recherche, il n'existait pas de système d'imagerie Compton industriel dont les dimensions étaient similaires à celles du détecteur Timepix3 (en décembre 2018, la société ADVACAM publiait des résultats d'imagerie Compton avec un détecteur Timepix3 hybridé à un semi-conducteur d'épaisseur 2 mm). Les capacités de localisation par imagerie Compton de chacune des configurations proposées ont ensuite été évaluées par simulation Monte-Carlo. Dans un premier temps, les capacités de localisation des deux configurations ont été validées par simulations sur les radioéléments suivants : ^{133}Ba , ^{137}Cs , et ^{60}Co . Ces simulations ont aussi montré que la localisation d'émetteurs « basses énergies », tel que l' ^{241}Am , n'était envisageable avec aucune des deux configurations. Les simulations ont, d'autre part, permis de valider les algorithmes de localisation développés. L'évaluation des sensibilités de mesure de chacune des deux configurations (à partir des résultats de simulation) a été déterminante pour la suite des travaux de recherche. En effet, l'étape suivante consistait en une validation expérimentale des capacités de localisations des deux configurations. Cependant, les valeurs de sensibilité déterminées par simulation pour la configuration double-détecteurs n'étaient pas en adéquation avec les contraintes expérimentales du laboratoire. Par conséquent, la suite des travaux de recherche s'est concentrée sur l'évaluation expérimentale des capacités de localisation par imagerie Compton et par imagerie à masque codé de la configuration mono-détecteur.

Les différentes expériences menées ont montré que la configuration mono-détecteur est capable de localiser des sources radioactives de ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{22}Na , et ^{60}Co . Les performances en terme de sensibilité ont aussi été évaluées pour du ^{133}Ba , ^{137}Cs , et ^{60}Co . Il a été déterminé qu'une source de ^{133}Ba , dont le débit d'équivalent de dose à 1 m est de $1,6 \mu\text{Sv/h}$, peut être localisée entre 300 secondes et 660 secondes selon le pas de pixellisation de l'espace reconstruit. Quant au ^{137}Cs , une source dont le débit d'équivalent de dose à 1 m est de $2,9 \mu\text{Sv/h}$ peut être localisée entre 240 secondes et 360 secondes selon le pas de pixellisation. Enfin, une source de ^{60}Co de débit d'équivalent de dose à 1 m de $6,1 \mu\text{Sv/h}$, peut être localisée entre 840 secondes et 1560 secondes. Un atout de l'imagerie Compton (et de la spectro-imagerie à masque codé) est la capacité de localiser et discriminer des sources radioactives en fonction de leurs énergies. Des mesures menées en positionnant diverses sources à différentes positions de l'espace ont illustré cet aspect. Ainsi, à ce stade, les développements menés en imagerie Compton avec Timepix3 CdTe sont validés.

L'étape suivante consistait à développer l'imagerie à masque codé avec Timepix3, puis à valider ses capacités de localisation. Pour cela, il a été choisi d'associer le détecteur Timepix3 CdTe avec un masque MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. Le choix s'est porté sur ce masque codé puisque ce dernier offre le meilleur compromis en matière de résolution angulaire et de sensibilité de mesure pour nos applications. L'algorithme de localisation en imagerie masque codé, quant à lui, est l'algorithme de déconvolution utilisé dans la caméra gamma GAMPIX. Un fenêtrage en énergie a aussi été implémenté, et permet de localiser et de discriminer des sources radioactives en fonction de leur énergie. Les capacités de localisation par imagerie à masque codé ont ensuite été confirmées expérimentalement.

Les différents essais de localisation en imagerie à masque codé et imagerie Compton avec le détecteur Timepix3 CdTe ont démontré la possibilité de réaliser un imageur hybride basé sur Timepix3. De manière analogue à ce qui avait été proposé pour l'imagerie Compton, deux configurations d'imageurs hybrides ont été proposées. Quelle que soit la configuration choisie, les modes de mesures sont identiques. Dans une direction, la configuration considérée réalise de l'imagerie Compton (avec un champ de vue de 180°), et dans la direction opposée elle réalise de l'imagerie à masque codé (avec un champ de vue de 50°). Pour les deux configurations d'imageur hybride proposées, l'imagerie à masque codé est obtenue à l'aide du détecteur Timepix3 CdTe associé à un masque MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. Dans le cas de la configuration mono-détecteur hybride, l'imagerie Compton est réalisée avec la configuration mono-détecteur. Dans le cas de la configuration double-détecteurs hybride, l'imagerie Compton est réalisée avec la configuration double-détecteurs. Une validation expérimentale de la configuration mono-détecteur hybride a été proposée. Dans cet essai, une source d' ^{241}Am était positionnée dans le champ de vue entièrement codé du masque codé, et une source de ^{137}Cs dans le champ de vue partiellement codé du masque codé. Les deux sources étaient positionnées à 1 m du détecteur. L'intérêt de cette mesure était de valider, d'une part, les développements menés dans ces travaux de recherche. D'autre part, elle permettait d'illustrer les avantages et limitations des deux modes d'imagerie, et donc de justifier l'intérêt d'un imageur hybride. En effet, l'imagerie Compton n'est pas capable de localiser la source d' ^{241}Am . Concernant l'imagerie à masque codé, la position de la source de ^{137}Cs avait été choisie de sorte à ce que des sources « fantômes » soient reconstruites, parasitant ainsi l'image décodée. Il a été montré que l'imagerie à masque codé permettait de reconstruire correctement la source d' ^{241}Am , et l'imagerie Compton, quant à elle, permettait de localiser la source de ^{137}Cs . De surcroît, le dimensionnement des configurations hybrides est tel que les performances en imagerie Compton, devraient *a priori* être similaires aux performances des configurations Compton proposées. Il en est de même pour les performances en imagerie à masque codé, qui devraient, *a priori*, être proches de celles de la caméra gamma GAMPIX.

Les différents développements menés dans le cadre de ces travaux de recherche ouvrent plusieurs perspectives pour la poursuite du développement d'un imageur hybride basé sur la technologie Timepix3, décrites ci-après. Les premières perspectives concernent la configuration mono-détecteur hybride. Tout d'abord, les capacités en matière de sensibilité, et de résolution angulaire de la configuration mono-détecteur hybride doivent être évaluées. En effet, seules ses capacités de localisation en laboratoire ont été démontrées. D'autre part, des travaux menés par la société ADVACAM ont montré qu'il était possible d'estimer la différence des profondeurs des interactions générées par des photons avec Timepix3. Cet aspect présente une avancée majeure, puisque l'accès à cette information permettrait d'améliorer la résolution angulaire en imagerie Compton. De surcroît, en 2019, la société ADVACAM a développé le détecteur MiniPIX TPX3, qui n'est rien d'autre qu'un détecteur Timepix3 miniature de longueur 75,8 mm et de largeur 14 mm (l'épaisseur n'est pas précisée). Une contribution de D. Turecek au *workshop* international iWoRiD 2019 (*International Workshop on Radiation Imaging Detectors*) en Crète a montré les capacités de localisation par imagerie Compton de MiniPIX TPX3. Ce nouveau détecteur ouvre la voie à un système miniature d'imageur hybride miniature dont les dimensions pourraient être similaires à celles de la caméra gamma Nanopix.

Le développement, puis l'évaluation des performances de la configuration double-détecteurs (hybride) constitue une autre perspective intéressante. En effet, bien que la sensibilité en imagerie Compton de ce système ne permettent pas de localiser « rapidement » des sources radioactives, cette configuration permet une amélioration considérable de la résolution angulaire. De plus, les valeurs d'atténuation montrent que la configuration double-détecteurs dispose de deux sources d'information pour la mesure en mode imagerie Compton : la mesure « double-détecteurs » et la mesure « mono-détecteur ». Ainsi, une telle configuration disposerait d'un mode de mesure Compton « rapide » mais peu résolu, et d'un second mode de mesure moins sensible mais plus résolu.

Les dernières perspectives concernent l'imagerie hybride. A ce stade, les informations provenant de l'imagerie Compton et de l'imagerie à masque codé sont simplement normalisées et additionnées. Une étude doit être menée pour exploiter au mieux les deux sources d'informations. D'autre part, il a été montré par C. Lynde dans (Lynde *et al.*, 2018), que l'association d'une couche de conversion sensible aux neutrons, avec un masque codé en tungstène, autour du détecteur Timepix permettait de réaliser de l'imagerie neutronique. Les développements menés par C. Lynde, au cours de sa thèse au

laboratoire, ouvrent donc la voie à un système d'imagerie hybride double particules, sensible à la fois aux photons X et gamma, et aux neutrons.

BIBLIOGRAPHIE

Adeline, Q. (2016) *Caractérisation d'algorithmes avancés de traitement de données de mesures et d'un imageur gamma miniaturisé*

ADVACAM (2019). Available at: <http://advacam.com/>.

Amgarou, K., Paradiso, V., et al. (2016) 'A comprehensive experimental characterization of the iPIX gamma imager', *Journal of Instrumentation*, 11(8). doi: 10.1088/1748-0221/11/08/P08012.

Amoyal, G., Schoepff, V., et al. (2019) 'Metrological characterization of the GAMPIX gamma camera', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 944, p. 162568. doi: 10.1016/j.nima.2019.162568.

Andreyev, A., Sitek, A., et al. (2011) 'Fast image reconstruction for Compton camera using stochastic origin ensemble approach.' Available at: <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=cmedm&AN=21361211&site=eds-live>.

Anger, H. O. (1958) 'Scintillation camera', *Review of Scientific Instruments*, 29(1), pp. 27–33. doi: 10.1063/1.1715998.

Aprile, E., Curioni, A., et al. (2008) 'Compton imaging of MeV gamma-rays with the Liquid Xenon Gamma-Ray Imaging Telescope (LXeGRIT)', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3), pp. 414–425. doi: 10.1016/j.nima.2008.05.039.

Attix, F. H. (2004) 'Introduction To Radiological Physics and Radiation Dosimetry'

Ballabriga Suné, R. (2009) *The Design and Implementation in 0.13 micrometer CMOS of an Algorithm Permitting Spectroscopic Imaging with High Spatial Resolution for Hybrid Pixel Detectors*. PhD Thesis, Universitat Ramon Llull

Bardelloni, G., Bertolucci, E., et al. (2000) *A new read-out system for an imaging pixel detector*. doi: 10.1109/NSSMIC.2000.949940.

Berger, M. and Hubbel, J. (1987) 'XCOM Photon Cross Sections', *laea.Org*. Available at: <http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/%5CtextunderscorePublic/19/009/19009871.pdf>.

Bergmann, B., Burian, P., et al. (2019) '3D reconstruction of particle tracks in a 2 mm thick CdTe hybrid pixel detector', *The European Physical Journal C*, 79(2), p. 165. doi: 10.1140/epjc/s10052-019-6673-z.

Bergmann, B., Pichotka, M., et al. (2017) '3D track reconstruction capability of a silicon hybrid active pixel detector', *European Physical Journal C*, 77(6). doi: 10.1140/epjc/s10052-017-4993-4.

Biggs, F., Mendelsohn, L. B., et al. (1975) 'Hartree-Fock Compton profiles for the elements', *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 16(3), pp. 201–309. doi: 10.1016/0092-640X(75)90030-3.

Billoud, T., Leroy, C., et al. (2017) 'Characterization of a pixelated CdTe Timepix detector operated in ToT mode', *Journal of Instrumentation*, 12(1). doi: 10.1088/1748-0221/12/01/P01018.

Bonifazzi, C., Maino, G., et al. (1997) 'A regularization method for unfolding the measured data of different X-ray spectrometers in Compton scattering tomography BT - Image Analysis and Processing', in Del Bimbo, A. (ed.). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, pp. 436–444

Bonnelle, C., Jonnard, P., et al. (2004) 'SOLEX: a tunable monochromatic X-ray source in the 1–20keV energy range for metrology', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 516(2), pp. 594–601. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.09.031>.

Bora, V., Barrett, H. H., et al. (2016) 'Estimation of Fano factor in inorganic scintillators', *Nuclear instruments & methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and*

associated equipment. 2015/06/17, 805, pp. 72–86. doi: 10.1016/j.nima.2015.07.009.

Broulím, P., Jára, M., et al. (2017) 'Katherine: Ethernet Embedded Readout Interface for Timepix3', *Journal of Instrumentation*, 12(11), pp. C11001–C11001. doi: 10.1088/1748-0221/12/11/c11001.

Burian, P., Broulím, P., et al. (2018) 'Particle telescope with Timepix3 pixel detectors', *Journal of Instrumentation*, 13(1). doi: 10.1088/1748-0221/13/01/C01002.

Caroli, E., B. Stephen, J., et al. (1987) *Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy*, *Space Science Reviews*. doi: 10.1007/BF00171998.

Carrel, F., Boudergui, K., et al. (2010) 'GAMPIX: a new generation of gamma camera for hot spot localisation', *2010 ISOE International Symposium*, (November), pp. 17–19. Available at: http://www.isoe-network.net/index.php/publications-mainmenu-88/isoe-news/doc_view/1638-carrel2010pdf.raw?tmpl=component.

Carrel, F., Khalil, R. A., et al. (2012) 'GAMPIX: A new gamma imaging system for radiological safety and homeland security purposes', *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 4739–4744. doi: 10.1109/NSSMIC.2011.6154706.

Cavalcante, A. B. (2011) *Threshold equalisation depends on ...?*

Charalambous, P. M., Dean, A. J., et al. (2009) 'Aberrations in gamma-ray coded aperture imaging', *Applied Optics*, 23(22), p. 4118. doi: 10.1364/ao.23.004118.

Cieślak, M. J., Gamage, K. A. A., et al. (2016) 'Coded-aperture imaging systems: Past, present and future development – A review', *Radiation Measurements*, 92, pp. 59–71. doi: 10.1016/j.radmeas.2016.08.002.

Cook, G., Maisety, M., et al. (2006) *Clinical Nuclear Medicine, fourth edition*

Cree, M. J. and Bones, P. J. (1994) 'Towards direct reconstruction from a gamma camera based on Compton scattering', *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 13(2), pp. 398–407. doi: 10.1109/42.293932.

Daniel, G. (2015) *Preuve de concept et mis en oeuvre d'un prototype de caméra gamma 3G pour la sûreté nucléaire*

Derman, C. (1962) *On Sequential Decisions and Markov Chains*, *Management Science*. doi: 10.1287/mnsc.9.1.16.

Draper, N. R. and Smith, H. (1998) *Applied Regression Analysis, 3rd Edition*

Elenius, B. P., Technologies, F. C., et al. (2000) 'INTERCONNECT PERFORMANCE SIGNAL PROPAGATION SIMULTANEOUS SWITCHING RELIABILITY FORM FACTOR PACKAGING DENSITY PRODUCT', (August)

EMRP ENV54 METRODECOM (2019). Available at: <http://www.decommissioning-emrp.eu/>.

Enderlein, R. (1997) *Fundamentals of Semiconductor Physics and Devices*. Edited by N. Horing. Hardcover

Ester, M., Kriegel, H., et al. (1996) 'A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise', in *2nd International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining*. doi: 10.1.1.71.1980.

Fenimore, E. E. and Cannon, T. M. (1978) 'Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays', *Appl. Opt. OSA*, 17(3), pp. 337–347. doi: 10.1364/AO.17.000337.

Fiederle, M., Braml, H., et al. (2004) 'Development of flip-chip bonding technology for (Cd,Zn)Te', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(4), pp. 1799–1802. doi: 10.1109/TNS.2004.832949.

Fourier, J. B. J. (1822) *Théorie Analytique de la chaleur*. Edited by F. Didot

Frandes, M., Timar, B., et al. (2016) 'Image Reconstruction Techniques for Compton Scattering Based Imaging: An Overview', *Current Medical Imaging Reviews*, 12, pp. 95–105

Fraunhofer IZM (2019). Available at: <https://www.izm.fraunhofer.de/en.html>.

- Fröjd, E.** (2015) *Hybrid pixel detectors*. PhD Thesis, Mit Sweden University
- Fröjd, E., Campbell, M., et al.** (2015) 'Timepix3: First measurements and characterization of a hybrid-pixel detector working in event driven mode', in *Journal of Instrumentation*, pp. C01039–C01039. doi: 10.1088/1748-0221/10/01/C01039.
- Gal, O., Gmar, M., et al.** (2005) 'Development of a portable gamma-imaging device with coded aperture',
- Gal, O., Izac, C., et al.** (1997) 'Cartogam: A portable gamma camera', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 387(1–2), pp. 297–303. doi: 10.1016/S0168-9002(96)01013-3.
- Galloway, M., Zoglauer, A., et al.** (2017) 'A Combined Compton and Coded-aperture Telescope for Medium-energy Gamma-ray Astrophysics', Cd, pp. 1–11. doi: 10.1051/0004-6361/201731122.
- Gevin, O., Lemaire, O., et al.** (2012) 'Imaging X-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Elsevier, 695, pp. 415–419. doi: 10.1016/j.nima.2011.11.020.
- Gmar, M., Agelou, M., et al.** (2011) 'GAMPIX: A new generation of gamma camera', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Elsevier, 652(1), pp. 638–640. doi: 10.1016/j.nima.2010.09.003.
- Goorley, J. T., James, M. R., et al.** (2013) *Initial MCNP6 Release Overview - MCNP6 version 1.0*. doi: 10.2172/1086758.
- Gopi, V. P., Zhu, Z., et al.** (2013) 'Iterative method for CT image reconstruction from reduced number of projection views', in *2013 26th IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering (CCECE)*. IEEE, pp. 1–4. doi: 10.1109/CCECE.2013.6567780.
- Gottesman, S. R. and Fenimore, E. E.** (1989) 'New family of binary arrays for coded aperture imaging', *Applied Optics*, 28(20), p. 4344. doi: 10.1364/ao.28.004344.
- H3D, Inc.** (2019). Available at: <https://h3dgamma.com/>.
- Heijden, B. V. D., Visser, J., et al.** (2017) 'SPIDR, a general-purpose readout system for pixel ASICs', *Journal of Instrumentation*. Nikhef, Science Park 105, Amsterdam, Netherlands: Institute of Physics Publishing, 12(2). doi: 10.1088/1748-0221/12/02/C02040.
- Heijne, E.** (2008) 'Silicon semiconductor detectors for particle imaging', *Submitted to Wiley VCH for Encyclopedia of Applied Physics*, pp. 1–33
- Holy, T., Heijne, E., et al.** (2008) 'Pattern recognition of tracks induced by individual quanta of ionizing radiation in Medipix2 silicon detector', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 591(1), pp. 287–290. doi: 10.1016/j.nima.2008.03.074.
- Hudson, H. M. and Larkin, R. S.** (1994) 'Ordered Subsets of Projection Data', *IEEE transactions on medical imaging*, 13(4), pp. 601–609
- Huesman, R. H., Klein, G. J., et al.** (2000) 'List-mode maximum-likelihood reconstruction applied to positron emission mammography (PEM) with irregular sampling', *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 19(5), pp. 532–537. doi: 10.1109/42.870263.
- IAEA** (2000) 'Handbook on Photonuclear Data for Applications Cross-sections and Spectra', 7, p. 284. Available at: <http://www-pub.iaea.org/books/IAEABooks/6043/Handbook-on-Photonuclear-Data-for-Applications-Cross-sections-and-Spectra>.
- International Atomic Energy Agency - IAEA** (2014) 'Management of Disused Sealed Radioactive Sources - Nuclear Energy Series No. NW-T-1.3'
- iWoRiD 2019** (2019). Available at: <https://indico.cern.ch/event/774201/page/15373-welcome-to-iworld-2019>.
- Jach, T., Ullom, J. N., et al.** (2009) 'The microcalorimeter X-ray detector: A true paradigm shift in X-ray spectroscopy', *The European Physical Journal Special Topics*, 169(1), pp. 237–242. doi:

10.1140/epjst/e2009-00998-3.

Jakubek, J. (2007) 'Energy sensitive X-ray radiography and charge sharing effect in pixelated detector', *10th IWORID, Helsinki*

Jakubek, J. (2011) 'Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633(SUPPL. 1), pp. S262–S266. doi: 10.1016/j.nima.2010.06.183.

Jakubek, J., Cejnarova, A., et al. (2008) 'Pixel detectors for imaging with heavy charged particles', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 591(1), pp. 155–158. doi: 10.1016/j.nima.2008.03.091.

Joshi, S. (2014) 'Coded Aperture Imaging Applied to Pixelated CdZnTe Detectors'. Available at: https://deepblue.lib.umich.edu/bitstream/handle/2027.42/108755/sonalj_1.pdf?sequence=1&isAllowed=y.

Jupp, I. D., Byard, K., et al. (1994) 'An improved sampling configuration for a coded aperture telescope', *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 345(3), pp. 576–584. doi: 10.1016/0168-9002(94)90518-5.

Kishimoto, A. (2017) *Study of ultra-compact Compton camera based on 3-D position sensitive scintillator for environmental and medical gamma-ray imaging*

Klein, O. and Nishina, Y. (1929) 'Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac', *Zeitschrift für Physik*, 52(11), pp. 853–868. doi: 10.1007/BF01366453.

Knoll, G. F. (2000) *Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed., New York, NY: Wiley, 2000. - 802 p. 3rd ed.

Kolstein, M., De Lorenzo, G., et al. (2013) 'Evaluation of Origin Ensemble algorithm for image reconstruction for pixelated solid-state detectors with large number of channels', *Journal of Instrumentation*, 8(4). doi: 10.1088/1748-0221/8/04/P04030.

Kroupa, M., Jakubek, J., et al. (2012) 'Optimization of the spectroscopic response of the Timepix detector', *Journal of Instrumentation*, 7(2). doi: 10.1088/1748-0221/7/02/C02058.

Kroupa, M., Soukup, P., et al. (2011) 'FITPix — fast interface for Timepix pixel detectors', *Journal of Instrumentation*, 6(01), pp. C01079–C01079. doi: 10.1088/1748-0221/6/01/c01079.

Krzyzanowska, A., Deptuch, G. W., et al. (2017) 'Characterization of the Photon Counting CHASE Jr., Chip Built in a 40-nm CMOS Process with a Charge Sharing Correction Algorithm Using a Collimated X-Ray Beam', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(9), pp. 2561–2568. doi: 10.1109/TNS.2017.2734821.

Lange, K., Bahn, M., et al. (1987) 'A Theoretical Study of Some Maximum Likelihood Algorithms for Emission and Transmission Tomography', *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 6(2), pp. 106–114. doi: 10.1109/TMI.1987.4307810.

Lange, K. and Carson, R. (1984) 'EM reconstruction algorithms for emission and transmission tomography.', *Journal of computer assisted tomography*, 8(2), pp. 306–316. Available at: <http://europepmc.org/abstract/med/6608535%5Cnhttp://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/6608535>.

Laraweb (2016). Available at: <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>.

Lebel, C. (2007) *Energy calibration of the low threshold of Medipix-USB*

Lemaire, H. (2015) *Développement d'une caméra gamma de troisième génération*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie

Levitan, E. and Herman, G. T. (1987) 'A Maximum A Posteriori Probability Expectation Maximization Algorithm for Image Reconstruction in Emission Tomography', *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 6(3), pp. 185–192. doi: 10.1109/TMI.1987.4307826.

Liang, Z., Jaszczak, R., et al. (1989) 'On Bayesian image reconstruction from projections: Uniform and nonuniform a priori source information', *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 8(3), pp. 227–235.

doi: 10.1109/42.34711.

Limousin, O. (2001) *Mise en oeuvre et étude des propriétés spectrales de la gamma-caméra ISGRI*. Thèse de doctorat, Université Toulouse III

Llopart, X. (2007) *Design and characterization of 64K pixels chips working in single photon processing mode*. PhD Thesis, Mid Sweden University

Llopart, X., Ballabriga, R., et al. (2007) 'Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(1–2), pp. 485–494. doi: 10.1016/j.nima.2007.08.079.

Llopart, X. and Poikela, T. (2014) 'Timepix3 Manual v1.9'

Lojacono, X. (2012) 'Reconstruction d'images pour la caméra Compton. Application à la détection des fragmentation.'

Lojacono, X. (2013) *Image reconstruction for Compton camera with application to hadrontherapy*

Lynde, C., Carrel, F., et al. (2018) 'Demonstration of coded-aperture fast-neutron imaging based on Timepix detector', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*. doi: 10.1016/j.nima.2018.10.051.

Maier, D., Blondel, C., et al. (2018) 'Second generation of portable gamma camera based on Caliste CdTe hybrid technology', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Elsevier Ltd, 912(October 2017), pp. 338–342. doi: 10.1016/j.nima.2017.12.027.

Manach, E. (2005) *Etude, tests et mise au point d'un détecteur semi-conducteur pixelisé en mode comptage pour l'imagerie gamma dans les installations nucléaires*

Matscheko, G. and Carlsson, G. A. (1989) 'Compton spectroscopy in the diagnostic X-ray energy range: I. Spectrometer design', *Physics in Medicine and Biology*, 34(2), pp. 185–197. doi: 10.1088/0031-9155/34/2/003.

Matsuura, D., Genba, K., et al. (2014) "' ASTROCAM 7000HS " Radioactive Substance Visualization Camera', *Mitsubishi Heavy Industries Technical Review*, 51(1). Available at: <https://www.mhi.co.jp/technology/review/pdf/e511/e511068.pdf>.

Maxim, V., Frandès, M., et al. (2009) 'Analytical inversion of the Compton transform using the full set of available projections', *Inverse Problems*, 25(9), p. 095001. doi: 10.1088/0266-5611/25/9/095001.

Medipix3 Collaboration (2019). Available at: <https://medipix.web.cern.ch/collaboration/medipix3-collaboration>.

Ménesguen, Y. and Lépy, M.-C. (2012) 'Efficiency calibration and surface mapping of an energy-dispersive detector with SOLEX: A compact tunable monochromatic X-ray source', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 695, pp. 193–196. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.017>.

Mikulec, B. (2000) *Single photon detection with semiconductor pixel arrays for medical imaging applications*. University of Vienna, Austria - CERN-THESIS-2000-021

Million, M. (1999) *Conception d'un détecteur gamma haute énergie en semi-conducteur pour cartographie gamma*. Thèse de doctorat, Paris 7

Montemont, G., Bohuslav, P., et al. (2018) 'NuVISION: A Portable Multimode Gamma Camera based on HiSPECT Imaging Module', *2017 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC 2017 - Conference Proceedings*, pp. 6–8. doi: 10.1109/NSSMIC.2017.8532713.

Montémont, G., Lux, S., et al. (2014) 'Studying spatial resolution of CZT detectors using sub-pixel positioning for SPECT', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(5), pp. 2559–2566. doi: 10.1109/TNS.2014.2356293.

Murtagh, F. and Contreras, P. (2012) 'Algorithms for hierarchical clustering: An overview', *Wiley Interdisciplinary Reviews: Data Mining and Knowledge Discovery*, 2(1), pp. 86–97. doi: 10.1002/widm.53.

Mykhaylo, F. (2011) *Experimental Investigation of Pixelated Semiconductor Photodetectors with CdTe Sensor Material for the Search for the Neutrinoless Double Beta Decay*. Friedrich-Alexander University Erlangen-Nuremberg

NuVISION, a Portable spectrometric gamma imaging system (2019). Available at: <http://www.nuviattech-instruments.com/wp-content/uploads/sites/3/2018/02/NUHP-NuVISION-DATASHEET-NVA-370302-EN-AUG2017.pdf>.

NuVISION (2019) *The new portable spectrometric gamma imaging system NuVISION*. Available at: https://www.instituts-carnot.eu/sites/default/files/images/Partnership_Carnot-Institute-Leti_Nuvia_1.pdf.

Offord, A. C. (1935) 'On Hankel Transforms', *Proceedings of the London Mathematical Society*. Oxford University Press (OUP), s2-39(1), pp. 49–67. doi: 10.1112/plms/s2-39.1.49.

Ordonez, C. E. (1999) 'Angular uncertainties due to geometry and spatial resolution in compton cameras', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(4 PART 2), pp. 1142–1147. doi: 10.1109/23.790848.

Pelowitz, D. B. and others (2005) 'MCNPX user's manual version 2.5. 0', *Los Alamos National Laboratory*, 76, p. 473

Pennicard, D., Struth, B., et al. (2014) 'A germanium hybrid pixel detector with 55µm pixel size and 65,000 channels', *Journal of Instrumentation*, 9(12), pp. P12003–P12003. doi: 10.1088/1748-0221/9/12/p12003.

Poikela, T., Plosila, J., et al. (2014) 'Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout', *Journal of Instrumentation*. IOP Publishing, 9(05), pp. C05013–C05013. doi: 10.1088/1748-0221/9/05/c05013.

Polaris-H Measurements and performance (2015). Available at: www.h3dgamma.com.

Qi, J. and Leahy, R. M. (2006) 'Iterative reconstruction techniques in emission computed tomography', *Physics in Medicine and Biology*, 51(15), pp. R541–R578. doi: 10.1088/0031-9155/51/15/R01.

Remoue, N. (2010) *Caractérisation de détecteurs CdTe Schottky pour la Caméra X/Gamma d'ECLAIRs*. Toulouse III - Paul Sabatier

Ribberfors, R. (1975) 'Relationship of the relativistic Compton cross section to the momentum distribution of bound electron states. II. Effects of anisotropy and polarization', *Physical Review B*, 12(8), pp. 3136–3141. doi: 10.1103/PhysRevB.12.3136.

Rodrigues, M. and Loidl, M. (2016) 'L X-ray satellite effects on the determination of photon emission intensities of radionuclides', *Applied Radiation and Isotopes*. Elsevier, 109, pp. 570–575. doi: 10.1016/j.apradiso.2015.11.100.

Rohe, T. (2002) 'Sensor Concepts for Pixel Detectors in High Energy Physics', in, pp. 1–23

Rossi, L., Fischer, P., et al. (2006) *Pixel Detectors*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg (Particle Acceleration and Detection). doi: 10.1007/3-540-28333-1.

Sabella, P., Prak, S., et al. (2010) 'Measurement of pattern recognition efficiency of tracks generated by ionizing radiation in a Medipix2 device', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633, pp. S187–S189. doi: 10.1016/j.nima.2010.06.163.

Schoepff, V., Almási, I., et al. (2014) 'BOOSTER: Development of a toolbox for triage of large groups of individuals exposed to radioactive material', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(4), pp. 2210–2216. doi: 10.1109/TNS.2014.2311475.

Singh, M. and Doria, D. (1985) 'Single photon imaging with electronic collimation', *IEEE transactions on medical imaging*, 1, pp. 843–847

Solomon, C. J. and Ott, R. J. (1988) 'Gamma ray imaging with silicon detectors — A Compton camera for radionuclide imaging in medicine', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 273(2), pp. 787–792.

doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90097-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90097-6).

Suran, J., Kovar, P., et al. (2018) 'Metrology for decommissioning nuclear facilities: Partial outcomes of joint research project within the European Metrology Research Program', *Applied Radiation and Isotopes*, 134, pp. 351–357. doi: <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.08.032>.

Takahashi, T., Mitsuda, K., et al. (2010) 'The ASTRO-H Mission'

Takeda, S. (2009) *Experimental Study of a Si/CdTe Semiconductor Compton Camera for the Next Generation of Gamma-ray Astronomy*. PhD Thesis, University of Tokyo

Takeda, S., Harayama, A., et al. (2014) 'A portable Si/CdTe Compton camera and its applications to the visualization of radioactive substances', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 787, pp. 207–211. doi: [10.1016/j.nima.2014.11.119](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.119).

Tlustos, L. (2005) *Performance and limitations of high granularity single photon processing X-ray imaging detectors*. PhD Thesis, Atominstytut der Österreichischen Universitäten

Tornga, S. R., Rawool Sullivan, M. W., et al. (2009) 'Three-dimensional compton imaging using list-mode maximum likelihood expectation maximization', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3), pp. 1372–1376. doi: [10.1109/TNS.2008.2007951](https://doi.org/10.1109/TNS.2008.2007951).

Tuovinen, E., Härkönen, J., et al. (2011) 'Magnetic Czochralski silicon strip detectors for Super-LHC experiments', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 636(1 SUPPL.), pp. 79–82. doi: [10.1016/j.nima.2010.04.089](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.089).

Turecek, D. (2019) 'Single layer Timepix3 Compton camera, Oral Session presented at IWORLD 2019, Athens'

Turecek, D., Holy, T., et al. (2011) 'Pixelman: A multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors', *Journal of Instrumentation*, 6(1). doi: [10.1088/1748-0221/6/01/C01046](https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/01/C01046).

Turecek, D., Jakubek, J., et al. (2012) 'Energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode using test pulses', in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. IEEE, pp. 1722–1725. doi: [10.1109/NSSMIC.2011.6154668](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2011.6154668).

Turecek, D., Jakubek, J., et al. (2018) 'Compton camera based on Timepix3 technology', *Journal of Instrumentation*, 13(11). doi: [10.1088/1748-0221/13/11/C11022](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/11/C11022).

Vavrik, D., Holik, M., et al. (2014) 'Modular pixelated detector system with the spectroscopic capability and fast parallel read-out', *Journal of Instrumentation*. IOP Publishing, 9(06), pp. C06006–C06006. doi: [10.1088/1748-0221/9/06/c06006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/c06006).

Vykydal, Z., Jakubek, J., et al. (2006) 'USB interface for Medipix2 pixel device enabling energy and position-sensitive detection of heavy charged particles', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 563(1), pp. 112–115. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.01.114>.

Wahl, C. G., Kaye, W., et al. (2014) 'Polaris-H measurements and Performance', *2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC 2014*. doi: [10.1109/NSSMIC.2014.7431109](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2014.7431109).

Wahl, C. G., Kaye, W. R., et al. (2014) 'The Polaris-H imaging spectrometer', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. doi: [10.1016/j.nima.2014.12.110](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.12.110).

Watanabe, S., Tajima, H., et al. (2014) 'The Si/CdTe semiconductor Compton camera of the ASTRO-H Soft Gamma-ray Detector (SGD)', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 765, pp. 192–201. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.127>.

Wikipedia - Sténopé (2019)

Wilderman, S. J., Clinthorne, N. H., et al. (1998) 'List-mode maximum likelihood reconstruction of

Compton scatter camera images in nuclear medicine', in *1998 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. 1998 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (Cat. No.98CH36255)*, pp. 1716–1720 vol.3. doi: 10.1109/NSSMIC.1998.773871.

William, C. (2013) *Light Yield in Liquid Argon for Dark Matter Detection*. PhD Thesis, Universität Zürich

Wong, W. S.-W. (2012) *A Hybrid Pixel Detector ASIC with Energy Binning for Real-Time, Spectroscopic Dose Measurements*. PhD Thesis, Mid Sweden University

Xu, D. (2006) *Gamma-ray imaging and polarization measurement using 3-D position-sensitive CdZnTe detectors*. PhD Thesis, University of Michigan

Xu, D. and He, Z. (2007) 'Gamma-ray energy-imaging integrated spectral deconvolution', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(1), pp. 98–109. doi: 10.1016/j.nima.2007.01.171.

Xu, D., Zhong, H., et al. (2004) '4pi Compton imaging with single 3D position sensitive CdZnTe detector', *SPIE*, 5540

Zeng, G. L. (2017) 'Image Reconstruction, Applications in Medical Sciences'. Berlin, Boston: De Gruyter. doi: 10.1515/9783110500592.

Zoglauer, A. (2005) *First Light for the next Generation of Compton and Pair telescopes*. PhD Thesis, Technische Universität München

Zoglauer, A. and Kanbach, G. (2003) 'Doppler broadening as a lower limit to the angular resolution of next-generation Compton telescopes', *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy*, 4851(March), p. 1302. doi: 10.1117/12.461177.

LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1-1 : Nature de l'interaction prédominante du photon avec la matière en fonction de l'énergie incidente du photon et du numéro atomique (Z) du matériau.</i>	<i>6</i>
<i>Figure 1-2 : Section efficace d'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie pour quatre matériaux utilisés pour la détection de rayonnement X et gamma : le silicium (Si), le tellure de cadmium (CdTe) et le germanium (Ge) et l'iodure de sodium dopé au thallium (NaI(Tl)).</i>	<i>7</i>
<i>Figure 1-3 : Illustration de la diffusion Compton.</i>	<i>7</i>
<i>Figure 1-4 : Distribution angulaire de Klein-Nishina du photon diffusé pour différentes énergies de photons incidents.</i>	<i>8</i>
<i>Figure 1-5 : Illustration de la diffusion Rayleigh.</i>	<i>9</i>
<i>Figure 1-6 : Sections efficaces partielles relatives aux différents types d'interactions pour des photons en fonction de leur énergie pour différents matériaux classés par leur Z effectif : le silicium ($Z = 14$), le germanium ($Z = 32$), l'iodure de sodium dopé au thallium ($Z_{\text{effectif}} = 32$) et le tellure de cadmium ($Z_{\text{effectif}} = 50$) (Berger et al., 1987).</i>	<i>10</i>
<i>Figure 1-7 : Diagramme des bandes d'énergie pour un matériau isolant, un matériau semi-conducteur, et un matériau conducteur. Sont illustrées la bande de valence et la bande de conduction, séparée par la bande interdite (le gap représenté par E_g) déterminant les propriétés électriques du matériau. Dans le cas du matériau conducteur, la bande de valence et la bande de conduction se chevauchent.</i>	<i>13</i>
<i>Figure 1-8 : Coupe transversale d'un pixel dans un détecteur pixellisé hybride. (a) Principe de fonctionnement d'un détecteur pixellisé hybride, les « + » illustrent les trous, et les « - » les électrons ; (b) Photographie d'un semi-conducteur hybridé au moyen d'un contact en cuivre à un pixel de l'électronique de lecture (Fraunhofer IZM, 2019).</i>	<i>14</i>
<i>Figure 1-9 : A gauche, l'impulsion générée par une interaction en sortie du préamplificateur avec le bruit électronique et le seuil (Threshold). A droite, la logique appliquée aux pixels, le mode comptage (PC pour Photon Counting), la mesure en énergie (ToT pour Time-over-Threshold), et le moment d'interaction (ToA pour Time of Arrival) (Fröjd, 2015).</i>	<i>15</i>
<i>Figure 1-10 : Exemples de formes de clusters de pixels pour différents types de particules dans un détecteur pixellisé hybride (Sabella et al., 2010).</i>	<i>15</i>
<i>Figure 1-11 : Illustration du concept de sténopé (Wikipedia - Sténopé, 2019).</i>	<i>16</i>
<i>Figure 1-12 : Le concept de localisation avec un masque codé, le masque codé séparant la source du détecteur sensible à la position (Gottesman et al., 1989).</i>	<i>17</i>
<i>Figure 1-13 : Représentation schématique illustrant le fonctionnement d'un système d'imagerie à masque codé : le taux de comptage mesuré dans chacun des pixels du détecteur est la somme des contributions de chacun des objets sources modulées par le masque codé. Sont illustrées ici, les ombres projetées par deux sources (symbolisées par Flux 1 et Flux 2) à une distance « infinie » du système.</i>	<i>18</i>

Figure 1-14 : Illustration (a) d'un masque codé à motif aléatoire (Charalambous et al., 2009) ; (b) d'un masque codé URA (Fenimore et al., 1978) et d'un masque codé MURA (Gottesman et al., 1989).	19
Figure 1-15 : Division du champ de vue pour une configuration basée sur l'utilisation d'un masque codé : le champ de vue totalement codé (FCFV, Fully Coded Field of View) dans lequel l'ensemble des photons détectés est modulé par le masque codé ; et le champ de vue partiellement codé (PCFV, Partially Coded Field of View) pour lequel seule une partie des photons détectés est encodée par le masque (Caroli et al., 1987).	19
Figure 1-16 : Images reconstruites d'une source avec un détecteur couplé à un masque redondant dont le champ de vue est de 50°. A gauche la position de la source forme un angle de 24° avec le centre du détecteur et l'axe de la caméra, elle est reconstruite au bon endroit. A gauche, la position de la source forme un angle de 27° avec le centre du détecteur et l'axe de la caméra, la position reconstruite devrait se situer dans la partie supérieure de l'image, or la source est reconstruite partiellement dans la partie inférieure de l'image.	20
Figure 1-17 : Augmentation de la transparence septale avec l'augmentation de l'énergie des photons gamma incidents pour un masque codé d'épaisseur 4 mm (^{241}Am : 59,5 keV, ^{57}Co : 122 keV, ^{137}Cs : 661,7 keV, ^{60}Co : 1,25 MeV en moyenne). Les lieux d'interaction des photons apparaissent en bleu clair (Lemaire, 2015).	20
Figure 1-18 : A gauche, illustration de la détection d'un photon par imagerie Compton. A droite, l'utilisation de plusieurs cônes d'émission Compton permet de localiser la position de la source radioactive.	22
Figure 1-19 : Représentation schématique du processus associé à la reconstruction de données Compton : mesure des données Compton, sélection des événements d'intérêts, et reconstruction des données (reconstruction directe et reconstruction en deux étapes), puis les étapes de filtrage et de régularisation (Frandes et al., 2016).	24
Figure 1-20 : Microbilles d'indium à différents stades : avant la mise en forme de bosse, juste après le dépôt sur la matrice (a) ; illustration d'une fraction de la matrice (b) ; après formation de la bosse (c) (Fiederle et al., 2004).	30
Figure 1-21 : L'architecture de l'interface FITPix (a) et le dispositif de dimensions 45 mm x 60 mm (Kroupa et al., 2011).	31
Figure 1-22 : Interface graphique en Java du logiciel d'acquisition Pixelman. La partie gauche de l'image représente une visualisation des interactions dans le détecteur Timepix, et la partie droite permet le contrôle des paramètres de l'acquisition et du détecteur (Turecek et al., 2011).	31
Figure 1-23 : Masques MURA utilisés pour la caméra gamma GAMPPIX, rang 7 (a), rang 11 (b), rang 13 (c). Le masque de rang 13 n'étant pas anti-symétrique par rotation, il n'est pas possible de réaliser la procédure masque/anti-masque avec ce dernier.	32
Figure 1-24 : Matrice de décodage associée au masque MURA de rang 7 (a), le motif encadré en rouge correspond au motif projeté sur la matrice de détection ; l'image brute obtenue lorsque la source radioactive est placée en face de la matrice de détection (b) ; et l'image décodée obtenue (c) (Lemaire, 2015).	33
Figure 1-25 : Histogrammes des tailles de clusters associés (a) à ^{241}Am et (b) à ^{137}Cs (Lemaire, 2015).	33
Figure 1-26 : Spectres en valeur ToT mesurés avec la caméra GAMPPIX pour une source d' ^{241}Am de 74 MBq pendant 3000 secondes, et de ^{137}Cs de 33 MBq pendant 3600 secondes. Pour les deux mesures, la distance entre la source et GAMPPIX est de 1 m. Les deux mesures ont été réalisées dans le cadre de cette thèse.	34
Figure 1-27 : Reconstruction spatiale sélective par double fenêtrage en valeurs de ToT et en taille de clusters des sources d' ^{241}Am et ^{137}Cs : (a) aucun fenêtrage appliqué, les deux sources apparaissent dans l'image ; (b)	

<i>utilisation du double fenêtrage pour identifier la source d'²⁴¹Am ; (c) utilisation du double fenêtrage pour identifier la source de ¹³⁷Cs (Adeline, 2016).</i>	34
<i>Figure 1-28 : A gauche, illustration de la localisation d'un point chaud dans l'image décodée ; à droite, le profil horizontal au niveau du maximum du point chaud.</i>	36
<i>Figure 1-29 : Incertitude de l'intensité du point chaud relative au maximum du point chaud pour différentes sources radioactives à une distance de 1 m de GAMPIX pour une durée de mesure de : 120 s pour ⁵⁷Co, 3600 s pour ¹³⁷Cs et ⁶⁰Co (Amoyal et al., 2019).</i>	37
<i>Figure 1-30 : La caméra gamma iPIX (à gauche) et une vue de coupe (à droite, échelles non respectée) illustrant ses principaux composants et dimensions. iPIX dispose de trois masques codés différents, reconnaissables par leur couleur facilitant leur identification pendant les mesures (Amgarou et al., 2016).</i>	38
<i>Figure 1-31 : La caméra gamma Nanopix : à gauche, la tête de détection en dehors de son boîtier avec le semi-conducteur hybridé à la puce de comptage et l'électronique associée ; à droite Nanopix entièrement assemblée avec le masque codé et la caméra visible.</i>	38
<i>Figure 1-32 : Images gamma et visibles superposées obtenues avec Nanopix sur le site de la Hague.</i>	39
<i>Figure 1-33 : A gauche, le corps de la caméra gamma ASTROCAM 7000HS (Takeda et al., 2014). Au centre, la disposition des différentes couches de détection dans la configuration minimale ; et à droite, la configuration maximale pour la caméra gamma ASTROCAM 7000HS. La configuration maximale est seize fois plus sensible que la configuration minimale.</i>	39
<i>Figure 1-34 : La caméra gamma ASTROCAM 7000HS fonctionnant en mode spectro-imageur (Matsuura et al., 2014).</i>	40
<i>Figure 1-35 : Localisation de points chauds radioactifs sur le site de la centrale de Fukushima avec la caméra gamma ASTROCAM 7000HS : à gauche, avant décontamination ; à droite, après décontamination (Takeda et al., 2014).</i>	40
<i>Figure 1-36 : La caméra gamma Polaris-H sans exosquelette (à gauche) et avec (à droite) (H3D, Inc., 2019).</i>	41
<i>Figure 1-37 : Mesure sur site nucléaire américain : (a) le spectre en énergie mesuré ; (b) l'image décodée du ⁵⁸Co ; (c) l'image décodée du ⁶⁰Co ; (d) l'image décodée du ¹³⁷Cs (Wahl, W. R. Kaye, et al., 2014).</i>	41
<i>Figure 1-38 : Photographie du système de spectro-imagerie NuVISION (The new portable spectrometric gamma imaging system NuVISION, 2019).</i>	42
<i>Figure 1-39 : Spectres en énergie mesuré avec un module CZT de NuVISION : à gauche un spectre de ⁵⁷Co (échelle est de 0,2 keV/ch) ; à droite un spectre de ¹³⁷Cs (échelle est de 1,37 keV/ch) (Montemont et al., 2018).</i>	43
<i>Figure 1-40 : Localisation par imagerie à masque codé et Compton de deux sources de ¹³⁷Cs. Une source dont le débit de dose est de 10 µSv/h placée au centre du champ de vue du masque codé, et une source dont le débit de dose est de 18 µSv/h placée à 45° à gauche (Montemont et al., 2018). Temps de mesure non précisé.</i>	43
<i>Figure 1-41 : Comparaison du temps de lecture de la matrice de pixels en fonction du mode frame-based et data-driven.</i>	46
<i>Figure 1-42 : Paquets de données dans les trois modes d'acquisition de la puce Timepix3.</i>	46
<i>Figure 1-43 : Schéma logique d'un pixel et d'un super-pixel partagé par huit pixels (Poikela et al., 2014).</i>	47

Figure 1-44 : Principe de fonctionnement des pixels de Timepix3 (Poikela et al., 2014).....	47
Figure 1-45 : Description physique de la puce Timepix3, 1) Zone active, 2) Périphériques, 3) Extensions de blocs (Llopart et al., 2014).....	48
Figure 1-46 : Section d'un détecteur avec un substrat semi-conducteur de type P-on-N (Rossi et al., 2006).	49
Figure 1-47 : Technique d'isolation pour des implants n+ adjacents par implantation « p-stop » (a) ; et « p-spray » (b). Les porteurs de charges libres sont entourés par des cercles, quant aux porteurs de charges fixés, ils sont entourés par des carrés (Rohe, 2002).	50
Figure 1-48 : La puce de comptage Timepix3 et son interface de lecture FitPIX-TPX3.....	51
Figure 1-49 : La puce de comptage Timepix3 interfacée au système de lecture Katherine.	51
Figure 1-50 : Photographies de l'interface de lecture basée sur Katherine permettant la synchronisation de deux détecteurs Timepix3 (images fournies par Petr Burian).	52
Figure 2-1 : Capture d'écran du logiciel d'acquisition Burdaman. La zone encadrée en rouge représente la matrice de détection pixellisée, dans chacun des pixels en blanc s'est produit une interaction. La zone encadrée en bleue est dédiée au paramétrage de l'acquisition et du détecteur.	54
Figure 2-2 : Représentation schématique des trois blocs de la chaîne d'acquisition : l'ordinateur d'acquisition et le logiciel Burdaman, l'électronique de lecture Katherine, et le détecteur Timepix3.	54
Figure 2-3 : Photographie d'un détecteur Timepix3 sur son support relié à l'interface de lecture Katherine.....	55
Figure 2-4 : Liste des paramètres DAC du détecteur Timepix3 accessibles dans le logiciel Burdaman. Les valeurs numériques correspondent aux valeurs associées aux paramètres DAC et sont codées sur 8 bits.	56
Figure 2-5 : Dépendance de la forme de l'impulsion aux paramètres DAC Ikum et VPreamp. Le trait bleu plein correspond à l'impulsion originale, le trait bleu en pointillés correspond à l'impulsion après modification du paramètre DAC considéré. Le seuil est représenté par le trait en pointillés orange.	56
Figure 2-6 : Spectres ToT mesurés d'une source d' ^{241}Am avec le détecteur Timepix3 Si pour différentes valeurs du paramètre DAC Ikum. Pour chaque valeur d'Ikum, la source d' ^{241}Am d'activité 74 MBq est placée à 15 cm du détecteur et la durée d'acquisition est de 120 secondes.	57
Figure 2-7 : Résultats de l'égénération des seuils du détecteur Timepix3 Si avec le logiciel Burdaman. La courbe bleue et la courbe rouge correspondent aux distributions de seuils quand les valeurs de trim DAC sont réglées respectivement à la valeur minimale (i.e. 0x0) et maximale (i.e. 0xF) pour tous les pixels ; la courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation.....	59
Figure 2-8 : Résultats d'égénération des seuils du détecteur Timepix3 CdTe avec le logiciel Burdaman. La courbe bleue et la courbe rouge correspondent aux distributions de seuils quand les valeurs de trim DAC sont réglées respectivement à la valeur minimale (i.e. 0x0) et maximale (i.e. 0xF) pour tous les pixels ; la courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation.....	59
Figure 2-9 : Exemple de l'identification de clusters avec l'algorithme DBSCAN (Ester et al., 1996). Les points de couleurs identiques appartiennent au même cluster.	60
Figure 2-10 : Illustration de l'utilisation de l'algorithme DBSCAN pour identifier des clusters de pixels avec le détecteur Timepix3. Seule une partie de la matrice de détection est affichée. Les pixels représentés par une couleur identique appartiennent au même cluster de pixel.....	61

Figure 2-11 : Illustration de la différence de ToA pour des "grands" clusters de pixels avec une puce de comptage Timepix3 hybridée à un semi-conducteur CdTe. Mesure sur une source de ^{90}Sr au contact de la matrice de détection.	62
Figure 2-12 : Distribution des différences maximales de valeur de ToA dans tous les clusters de pixels issus d'une mesure sur une source de ^{90}Sr avec le détecteur Timepix3 CdTe.	62
Figure 2-13 : Impact de l'utilisation de la valeur de ToA (avec ToA pour le spectre en rouge, et sans ToA pour le spectre de couleur noir) pour un spectre en valeur ToT de ^{133}Ba mesuré avec le détecteur Timepix3 CdTe, à une distance de 30 cm et pour une durée de 120 secondes.....	63
Figure 2-14 : Illustration du phénomène de partage de charges dans un détecteur pixellisé. Si un photon A interagit dans la partie centrale du pixel, toute la charge est collectée par un seul pixel. En revanche, si un photon B interagit à l'intersection de quatre pixels, alors la charge collectée est divisée entre ces quatre pixels (Krzyzanowska et al., 2017).	64
Figure 2-15 : Illustration de l'alignement des spectres avant et après étalonnage mesurés avec un détecteur Timepix hybridé à semi-conducteur de silicium d'épaisseur 300 μm (Jakubek et al., 2008). A gauche : les spectres ToT (non étalonnés) pour différentes tailles de clusters de pixels pour une source d' ^{241}Am , les positions des pics ne sont pas alignées. A droite : les spectres en énergie étalonnés pour différentes tailles de clusters de pixels pour une source d' ^{241}Am , les positions des pics sont alignées.	65
Figure 2-16 : Spectres en valeurs de ToT pour des tailles de clusters de pixels de 1 à 4, mesurés avec le détecteur Timepix3 Si et une source d' ^{241}Am	65
Figure 2-17 : Courbe d'étalonnage de deux puces de comptage Timepix (à gauche) et Timepix3 (à droite), chacune hybridée à un substrat semi-conducteur silicium d'épaisseur 300 μm (Jakubek, 2011; Fröjd, 2015)... ..	65
Figure 2-18 : Illustration sur la courbe d'étalonnage en énergie du décalage vers les hautes énergies des pics quand la taille des clusters augmente (Lemaire, 2015). Si un photon dépose une énergie de 60 keV dans un seul pixel (en rouge), la valeur de ToT associée est différente par rapport au cas où il interagit dans plusieurs pixels (en vert clair et vert foncé).	66
Figure 2-19 : Illustration de 50 spectres ToT par pixel mesurés avec le détecteur Timepix3 Si et une source d' ^{241}Am (50 spectres ToT affichés).	66
Figure 2-20 : Illustration de l'installation SOLEX (Bonnelle et al., 2004). A gauche, représentation schématique du dispositif expérimental SOLEX, avec θ l'angle de Bragg. A droite, vue de dessus du dispositif SOLEX.	68
Figure 2-21 : A gauche, illustration de la déformation des spectres ToT dans la partie non-linéaire de la courbe d'étalonnage en énergie. A droite, un spectre ToT mesuré sur une source de ^{55}Fe (émetteur de photon X de 5,9 keV), l'ajustement gaussien donne une erreur systématique (Jakubek, 2011).	68
Figure 2-22 : Représentation schématique de l'irradiation face avant.	69
Figure 2-23 : Dispositif expérimental de mesure des photons de fluorescence X du cadmium avec Timepix3 Si.	70
Figure 2-24 : Histogramme bidimensionnel représentant la distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si.....	70
Figure 2-25 : Distribution des valeurs des paramètres a , b , c et t de la courbe d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 Si.	71

Figure 2-26 : Spectres par taille de clusters de pixels du détecteur Timepix3 Si : à gauche, le spectre en valeur ToT, à droite, le spectre étalonné en énergie.	71
Figure 2-27 : Spectres par pixel (100 spectres affichés) mesurés avec une source d' ^{241}Am et le détecteur Timepix3 Si. À gauche les spectres ToT par pixel, à droite, les spectres par pixel étalonnés en énergie.	72
Figure 2-28 : Spectre ToT (pointillés bleu) et étalonné en énergie (trait plein noir) d'une source ^{241}Am électro-déposée d'activité avec le détecteur Timepix3 Si. Les termes μ et FWHM correspondent respectivement à la valeur moyenne en énergie et à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. L'activité de la source est de 1 MBq, la durée d'exposition est d'une heure, et la distance d'un mètre.	73
Figure 2-29 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 Si sur une source d' ^{241}Am électro-déposée calculés avec l'étalonnage en énergie par pixel (courbe en trait plein noire) et l'étalonnage en énergie « global » (courbe en pointillée rouge).	74
Figure 2-30 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 Si sur une source d' ^{241}Am encapsulée avec l'étalonnage en énergie par pixel (courbe en trait plein noire) et avec l'étalonnage en énergie « global » (courbe en pointillée rouge).	74
Figure 2-31 : Spectre en énergie mesuré d'une source d' ^{241}Am avec le détecteur Timepix3 Si. Le terme μ correspond à la valeur moyenne de l'ajustement gaussien du pic d'absorption totale, et le terme FWHM à la largeur à mi-hauteur.	76
Figure 2-32 : Pouvoir de résolution en énergie relative en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 Si. L'équation utilisée pour l'ajustement est l'équation (2-7), le terme R^2 fait référence au coefficient de détermination.	77
Figure 2-33 : Spectres en énergie normalisés d'une source d' ^{241}Am et un volume de détection de dimensions identiques au substrat semi-conducteur du détecteur Timepix3 Si, sans traitement GEB (spectre rouge) et avec traitement GEB (spectre noir). Les spectres en énergies sont obtenus par simulations Monte-Carlo.	78
Figure 2-34 : Erreur relative entre les énergies tabulées (Laraweb, 2016) et les énergies mesurées pour le détecteur Timepix3 Si.	78
Figure 2-35 : Représentation schématique des irradiations face avant et face arrière avec le détecteur Timepix3 CdTe.	79
Figure 2-36 : Distributions des paramètres a (à gauche) et b (à droite) de la courbe d'étalonnage par pixel calculée pour le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation par l'avant.	80
Figure 2-37 : Spectres étalonnés en énergie d'une source d' ^{241}Am par taille de clusters (à gauche) et total (à droite). La valeur « μ » correspondent aux valeurs moyennes en énergie du pic considéré.	81
Figure 2-38 : Spectres en valeur de ToT d'une source d' ^{241}Am électro-déposée mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe pour des irradiations par face arrière (spectre en noir) et par face avant (spectre en rouge).	82
Figure 2-39 : Spectres en valeur de ToT d'une source de ^{57}Co électro-déposée mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe pour des irradiations par face arrière (spectre en noir) et par face avant (spectre en rouge).	82
Figure 2-40 : Histogramme bidimensionnel représentant la distribution des courbes d'étalonnage en énergie par pixel du détecteur Timepix3 CdTe par irradiation en face arrière.	83
Figure 2-41 : Distributions des paramètres a (à gauche) et b (à droite) de la courbe d'étalonnage par pixel calculée pour le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation par l'arrière.	83

Figure 2-42 : Spectres par taille de clusters de pixels mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe et une source d' ^{241}Am . À gauche, le spectre en valeurs ToT, à droite, le spectre étalonné en énergie.	84
Figure 2-43 : Spectres par pixel (100 spectres affichés) mesurés avec une source d' ^{241}Am et le détecteur Timepix3 CdTe. À gauche les spectres en valeurs de ToT par pixel, à droite, les spectres par pixel étalonnés en énergie.	84
Figure 2-44 : Evolution du pouvoir de résolution en énergie en fonction de l'énergie pour le détecteur Timepix3 CdTe. Les résultats sont ajustés au moyen de la fonction décrite par l'équation (2-7).	86
Figure 2-45 : Spectre en valeurs de ToT mesuré sur une source de ^{60}Co avec un détecteur Timepix CdTe (Lemaire, 2015). Les pics d'absorption totale du ^{60}Co ne sont pas identifiés.	87
Figure 2-46 : Spectre en énergie d'une source de ^{137}Cs et ^{60}Co placées simultanément face au détecteur Timepix3 CdTe. Les valeurs moyennes en énergie des pics d'absorption totale associés à chacun des radioisotopes sont mises en évidence. Les sources sont positionnées à 1 m du détecteur, et la durée de la mesure est de 1 h.	87
Figure 2-47 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation face arrière sur de ^{241}Am (a), du ^{133}Ba (b), du ^{22}Na (c) et de ^{152}Eu . Les pics caractéristiques de chacune des sources sont mis en évidence. La valeur « mu » correspond à la valeur moyenne en énergie dans le pic considéré.....	88
Figure 2-48 : Ecart relatif absolu entre les énergies tabulées et les énergies mesurées avec le détecteur Timepix3 CdTe en irradiation par face arrière.	89
Figure 2-49 : Spectres en énergie mesurés avec le détecteur Timepix3 CdTe dans la configuration face avant (spectre en noir) et dans la configuration face arrière (spectre en rouge).....	90
Figure 2-50 : Ecart absolu entre l'énergie mesurée par irradiation face avant et les énergies tabulées avec le détecteur Timepix3 CdTe.....	90
Figure 2-51 : Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie dans un volume de CdTe (Berger et al., 1987).	91
Figure 3-1 : Illustration des relations entre l'espace image et l'espace des données (Zoglauer, 2005).	100
Figure 3-2 : Exemple de reconstruction Compton, basée sur l'utilisation d'un système à deux plans parallèles (un plan diffuseur, un plan absorbeur).....	103
Figure 3-3 : Intersection du cône CZ de sommet A, et d'axe Az, avec une sphère SA de centre A, et de rayon R (fixé par l'utilisateur) (Daniel, 2015).	104
Figure 3-4 : Illustration de la demi-sphère sur laquelle sont projetés les cônes Compton. A gauche une représentation en trois dimensions selon un angle de vue quelconque. A droite la demi-sphère vue de l'origine du repère dans le plan défini par les axes x et y. La représentation de droite sera utilisée dans la suite de ces travaux.	106
Figure 3-5 : Représentation angulaire de la localisation d'une source de ^{137}Cs par simulation Monte-Carlo... ..	106
Figure 3-6 : Représentations sur une demi-sphère pixellisée de la localisation par simulation Monte-Carlo d'une source de ^{137}Cs avec l'algorithme de rétroprojection directe, (a) sans filtrage, (b) avec seuillage à 50% et un filtrage gaussien à 1 sigma.	107
Figure 3-7 : Illustration de l'impact de la pixellisation de la demi-sphère sur laquelle sont projetés les cônes Compton : (a) 20×20 pixels ; (b) 90×90 pixels ; (c) 180×180 pixels ; (d) 360×360 pixels. Pour (a) le quadrillage	

<i>affiché correspond à une pixellisation de 20×20 pixels, et pour (b), (c) et (d) le quadrillage correspond à une pixellisation de 90×90 pixels.....</i>	<i>107</i>
<i>Figure 3-8 : Illustration du processus de détection d'une caméra Compton double-détecteurs, et des probabilités associées au transport du photon de la source radioactive jusqu'aux positions d'interaction.</i>	<i>109</i>
<i>Figure 3-9 : Localisation d'une source radioactive à l'aide de l'algorithme itératif LM-MLEM développé dans ces travaux de recherche pour (a) 1 itération ; (b) 2 itérations ; (c) 3 itérations et (d) 4 itérations.</i>	<i>111</i>
<i>Figure 3-10 : Illustration de l'ARM (Angular Resolution Measurement) (Xu, 2006).</i>	<i>112</i>
<i>Figure 3-11 : Hypothèse simplifiée pour estimer l'impact de la pixellisation et de la distance entre les deux détecteurs.</i>	<i>113</i>
<i>Figure 3-12 : Contribution de la pixellisation sur la résolution angulaire associée à l'angle θ pour des distances entre le détecteur diffuseur et absorbeur comprises entre 0,2 et 5 cm. La taille des pixels est de 55 μm, l'épaisseur du diffuseur est de 300 μm et celle de l'absorbeur de 1 mm.</i>	<i>114</i>
<i>Figure 3-13 : Contribution des résolutions en énergie du détecteur diffuseur et absorbeur sur l'incertitude angulaire en fonction de l'angle de diffusion Compton pour des photons d'énergies différentes.</i>	<i>115</i>
<i>Figure 3-14 : Profils Compton pour du silicium (Si), du germanium (Ge), et du tellure de cadmium (CdTe). Les profils sont des valeurs numériques tabulées en unité Hartree-Fock(Biggs et al., 1975).</i>	<i>116</i>
<i>Figure 3-15 : Distribution de l'énergie du photon diffusé, pour du silicium, pour différents angles de diffusion Compton (20°, 40°, 60°, 80°, 100°, 120° et 140°) et différentes énergies des photons incidents : (a) 59 keV ; (b) 662 keV ; (c) 1,2 MeV.</i>	<i>117</i>
<i>Figure 3-16 : Distribution de l'énergie du photon diffusé, pour du germanium, pour différents angles de diffusion Compton (20°, 40°, 60°, 80°, 100°, 120° et 140°) et différentes énergies des photons incidents : (a) 59 keV ; (b) 662 keV ; (c) 1,2 MeV.</i>	<i>117</i>
<i>Figure 3-17 : Distribution de l'énergie du photon diffusé, pour du tellure de cadmium, pour différents angles de diffusion Compton (20°, 40°, 60°, 80°, 100°, 120° et 140°) et différentes énergies des photons incidents : (a) 59 keV ; (b) 662 keV ; (c) 1,2 MeV.</i>	<i>117</i>
<i>Figure 3-18 : Contribution de l'élargissement Doppler à l'incertitude sur l'angle de diffusion Compton pour du silicium (Si), germanium (Ge) et tellure de cadmium (CdTe). Les énergies des photons incidents sont de 59 keV (a) ; 300 keV (b) ; 662 keV (c) et 1,2 MeV (d).</i>	<i>118</i>
<i>Figure 4-1 : Impact de la distance entre le diffuseur et l'absorbeur sur le nombre de cônes Compton avec la configuration double-détecteurs. La source simulée est une source émettant des photons gamma de 662 keV dans un cône dirigé sur le diffuseur. Le nombre de particules pour chacune des simulations est de 10^7.</i>	<i>122</i>
<i>Figure 4-2 : Illustration de la configuration double-détecteurs basée sur deux détecteurs Timepix3 : à gauche, une vue en coupe de la configuration (les dimensions ne sont pas à l'échelle) ; à droite, une représentation en 3 dimensions réalisée sur le logiciel VISED X22S (dimensions à l'échelle). La configuration double-détecteurs se compose d'un détecteur Timepix3 Si (D1) jouant le rôle de diffuseur, et d'un détecteur Timepix3 CdTe (D2) jouant le rôle d'absorbeur. La distance entre les deux détecteurs est de 1 cm.</i>	<i>123</i>
<i>Figure 4-3 : Illustration du principe de localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur. Un photon incident est émis avec une énergie E_i au point M par la source à localiser, puis est diffusé au point A et absorbé au point B.</i>	<i>124</i>

Figure 4-4 : Deux séquences de reconstruction possibles dans le cas d'une configuration mono-détecteur, θ_1 et θ_2 représentent les deux angles de diffusion Compton possibles, et E_0 l'énergie incidente.....	125
Figure 4-5 : Fraction des séquences correctement reconstruites par comparaison directe (« Simple Comparison ») et utilisation de l'algorithme déterministe (« Deterministic ») (Xu et al., 2004).....	126
Figure 4-6 : Évolution du nombre de cônes Compton en fonction de la distance minimale entre la position de la diffusion Compton et la position de l'absorption. Les barres d'erreur correspondent à 3 sigma. Les résultats sont issus d'une simulation Monte-Carlo.	127
Figure 4-7 : Images reconstruites par rétroprojection directe d'une source de ^{137}Cs placée face à la configuration mono-détecteur pour différentes distances entre les positions de diffusion Compton et d'absorption : (a) 0,1 cm ; (b) 0,5 cm et (c) 0,95 cm. La rétroprojection est effectuée à l'aide de 100 cônes Compton pour les trois distances, aucun filtrage n'est appliqué.	127
Figure 4-8 : Évolution de la largeur à mi-hauteur sur le profil selon l'azimut au niveau de la position reconstruite de la source en fonction de la distance entre la position de la diffusion Compton et de l'absorption. Pour chacune des distances, le nombre de cônes pour la reconstruction est de 100.	128
Figure 4-9 : Localisation de sources émettrices de photons gamma de diverses énergies à l'aide de la configuration double-détecteurs par simulation Monte-Carlo. Les images décodées pour chaque position sont normalisées et superposées. Chaque source émet 5×10^8 particules dans un cône dirigé sur le semi-conducteur, la surface de la base du cône correspond à deux fois la surface du semi-conducteur. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués. Les photons gamma ont des énergies en (a), de 59,5 keV (^{241}Am) ; en (b), de 300 keV et 356 keV (^{133}Ba) ; en (c), de 662 keV (^{137}Cs) ; et en (d), de 1,173 MeV et 1,332 MeV (^{60}Co).	132
Figure 4-10 : Localisation de sources émettrices de photons gamma de diverses énergies à l'aide de la configuration mono-détecteur par simulation Monte-Carlo. Les images décodées pour chaque position simulée sont normalisées et superposées. Chaque source émet 1×10^8 particules dans un cône dirigé sur le semi-conducteur, la surface de la base du cône correspond à deux fois la surface du semi-conducteur. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués. Les photons gamma ont des énergies en (a), de 59,5 keV (^{241}Am) ; en (b), de 300 keV et 356 keV (^{133}Ba) ; en (c), de 662 keV (^{137}Cs) ; et en (d), de 1,173 MeV et 1,332 MeV (^{60}Co).	132
Figure 4-11 : Rétroprojections directes des cônes Compton avec la configuration mono-détecteur, avec des sources radioactives de (a) ^{133}Ba , (b) ^{137}Cs , et (c) ^{60}Co . Les résultats sont obtenus par simulation Monte-Carlo. Les sources radioactives sont placées au centre du champ de vue de l'imageur.	133
Figure 4-12 : Localisation d'une source simulée de ^{137}Cs avec l'algorithme itératif LM-MLEM pour différents nombres d'itérations avec une configuration double-détecteurs. La pixellisation de l'espace reconstruit est de 20×20 pixels.	134
Figure 4-13 : Localisation d'une source simulée de ^{137}Cs avec l'algorithme itératif LM-MLEM pour différents nombres d'itérations avec la configuration mono-détecteur. La pixellisation de l'espace reconstruit est de 20×20 pixels.	135
Figure 4-14 : Illustration d'un spectre en énergie mesuré de la source de ^{133}Ba . Les raies en énergies utilisées pour la localisation par imagerie Compton sont colorisées. Le terme « mu » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré.	140
Figure 4-15 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{133}Ba placée à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur. La distance avec l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels.	140

- Figure 4-16 : Spectre en énergie mesuré de la source de ^{22}Na . La raie en énergie pour la localisation par imagerie Compton est mise en évidence. Le terme « μ » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. 141
- Figure 4-17 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{22}Na placée dans le champ de vue de l'imageur. La distance avec l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à l'image reconstruite. La pixellisation de la demi-sphère est de 90×90 pixels. 141
- Figure 4-18: Illustration d'un spectre en énergie mesuré de la source de ^{137}Cs . La raie en énergie pour la localisation par imagerie Compton est colorisée. Le terme « μ » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. 142
- Figure 4-19 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{137}Cs placée à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur. La distance avec l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels. 142
- Figure 4-20 : Illustration d'un spectre en énergie mesuré de la source de ^{60}Co . Les raies en énergies pour la localisation par imagerie Compton sont colorisées. Le terme « μ » correspond à la valeur moyenne en énergie du pic considéré, et le terme « FWHM » à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. 143
- Figure 4-21 : Localisation par imagerie Compton avec la configuration mono-détecteur d'une source de ^{60}Co placée à différentes positions dans le champ de vue de l'imageur. La distance entre la source et l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 1 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 90×90 pixels. 143
- Figure 4-22 : Exemple d'images reconstruites pour lesquelles il a été jugé que la sensibilité de détection était atteinte. Les images sont obtenues avec la source de ^{137}Cs positionnée au centre de l'espace reconstruit à une distance de 1 m pour un temps d'acquisition et un pas de pixellisation de : (a) 180 secondes, 20×20 pixels ; (b) 300 secondes, 90×90 pixels ; (c) 360 secondes, 180×180 pixels. 144
- Figure 4-23 : Spectre en énergie mesuré avec la configuration mono-détecteur lorsqu'une source de ^{133}Ba et de ^{137}Cs sont positionnées dans le champ de vue du détecteur. Les raies en énergie utilisées pour la localisation d'un radioélément considéré sont colorisées. Pour un pic considéré, le terme μ correspond à la valeur moyenne, et le terme FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur. 146
- Figure 4-24 : Localisation multi-sources à l'aide de l'imagerie Compton et de la configuration mono-détecteur. L'image est reconstruite en sélectionnant les énergies du ^{133}Ba en (a), et du ^{137}Cs en (b) (illustrées sur le spectre en énergie présenté figure 4-23). La distance entre la source et l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 2 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels. 146
- Figure 4-25 : Spectre en énergie mesuré avec la configuration mono-détecteur lorsqu'une source de ^{137}Cs et de ^{60}Co sont positionnées dans le champ de vue du détecteur. Les raies en énergie utilisées pour la localisation d'un radioélément considéré sont colorisées. Pour un pic considéré, le terme μ correspond à la valeur moyenne, et le terme FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur. 147
- Figure 4-26 : Localisation multi-sources à l'aide de l'imagerie Compton et de la configuration mono-détecteur. L'image est reconstruite en sélectionnant les énergies du ^{137}Cs en (a), et du ^{60}Co en (b) (illustrées sur le spectre en énergie présenté figure 4-25). La distance entre la source et l'imageur pour chacune des positions est de 1 m et le temps de mesure de 2 h. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50% sont appliqués à chacune des images reconstruites. La pixellisation de la demi-sphère est de 180×180 pixels. 147

Figure 4-27 : Le détecteur Timepix3 CdTe sur son support associé à un masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm.	148
Figure 4-28 : Image décodée sans traitement spectrométrique d'une source de ^{133}Ba (visible sur la partie inférieure de l'image) et d'une source d' ^{241}Am placée dans la partie supérieure de l'image. La distance entre les sources radioactives et le détecteur est de 1 m, et le temps d'acquisition d'une heure. Les caractéristiques des sources radioactives sont décrites dans le tableau 4-7.	149
Figure 4-29 : Spectre en énergie mesuré sur des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba sont positionnées dans le champ de vue du masque codé. Les raies en énergie utilisées pour la localisation d'un radioélément considéré sont colorisées. Pour un pic considéré, le terme μ correspond à la valeur moyenne, et le terme FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur.	150
Figure 4-30 : Utilisation de la spectro-imagerie à masque codé pour localiser une source d' ^{241}Am (à gauche) et ^{133}Ba (à droite). Les images sont « seuillées » à 50% de la valeur maximale du point chaud. Les sources d' ^{241}Am et ^{133}Ba sont placées à 1 m du détecteur, et le temps d'acquisition est de 1 h.	150
Figure 4-31 : Localisation de sources radioactives pour différents fenêtrages en énergie : à gauche aucun fenêtrage, au centre le fenêtrage correspond à 59,5 keV (^{241}Am), et à droite à 356 keV (^{133}Ba). Les sources d' ^{241}Am et ^{133}Ba sont positionnées, simultanément, dans le champ de vue du masque codé. La distance entre les sources et le détecteur est de 1 m, et le temps d'acquisition est de 120 secondes.	151
Figure 4-32 : Localisation à l'aide de l'imagerie à masque codé d'une source de ^{137}Cs positionnée en limite de champ de vue du masque codé. La source est placée dans la partie supérieure du champ de vue de l'imageur. La distance entre la source et le détecteur est de 1 m, le temps d'acquisition est de deux heures.	151
Figure 4-33 : La configuration hybride double-détecteurs et ses trois briques principales : la puce de comptage Timepix3 et son semi-conducteur Si d'épaisseur 300 μm , la puce de comptage Timepix3 hybridée à un semi-conducteur CdTe d'épaisseur 1 mm, et le masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. A gauche une représentation en vue de profil, et à droite une représentation en trois dimensions.	153
Figure 4-34 : La configuration hybride double-détecteurs (vue de profile et ses deux modes de mesures. A gauche la mesure en masque codé assurée par le détecteur Timepix3 CdTe. A droite le mode imagerie Compton, le photon est diffusé dans le détecteur Timepix3 Si, puis absorbé dans le détecteur Timepix3 CdTe. Le changement de mode de mesure est effectué par une rotation de 180° selon l'axe verticale.	154
Figure 4-35 : Configuration hybride mono-détecteur, composée de la puce de comptage Timepix3 hybridé à un semi-conducteur de tellure de cadmium d'épaisseur 1 mm, et d'un masque codé MURA de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. A gauche une vue de profil, à droite une représentation en trois dimensions. Le terme PCB pour « printed circuit board » désigne le circuit imprimé.	155
Figure 4-36 : La configuration mono-détecteur (vue de profil) et ses deux modes de mesures, à gauche l'imagerie à masque codé, à droite le mode imagerie Compton. En mode imagerie Compton, la diffusion Compton et l'absorption photoélectrique ont lieu dans le même volume de détection. Le changement de mode de mesure est effectué par une rotation de 180° selon l'axe verticale.	155
Figure 4-37 : Division du champ de vue d'une caméra gamma à masque codé : la zone entièrement codée, et la zone partiellement codée.	156
Figure 4-38 : Images décodées en imagerie à masque codé dans le cas où la source radioactive forme un angle de (a) $16,5^\circ$; (b) 19° ; et (c) $21,5^\circ$ avec l'axe de la caméra.	156

- Figure 4-39 : Illustration du champ de vue en imagerie à masque codé avec et sans prise en compte de l'épaisseur du masque MURA. Les termes FOV_1 et FOV_2 (« Field of View ») correspondent au champ de vue, en utilisant respectivement les angles α_1 et α_2 157
- Figure 4-40 : Localisation d'une source simulée émettant des photons de 662 keV placée dans le champ de vue partiellement codé du masque codé, à l'aide (a) de l'imagerie à masque codé, et (b) l'imagerie Compton. La configuration simulée est la configuration double-détecteurs. 158
- Figure 4-41 : Superposition de l'image décodée « Compton » et de l'image décodée « masque codé », à gauche aucun critère n'est utilisé et une source fantôme induite par le masque codé apparaît, à droite l'utilisation du critère de corrélation et permet de supprimer la source fantôme. 158
- Figure 4-42 : Localisation à l'aide de la spectro-imagerie à masque codé d'une source de ^{241}Am positionnée dans le champ de vue du masque codé, et d'une source de ^{137}Cs positionnée en limite de champ de vue du masque codé. Les caractéristiques des sources sont listées dans le tableau 4-7. A gauche, le fenêtrage en énergie correspond à 59,5 keV (^{241}Am), et à droite à 662 keV (^{137}Cs). La distance entre la source et le détecteur est de 1 m, le temps d'acquisition est d'une heure. Les images sont seuillées à 50 %. 159
- Figure 4-43 : Localisation par imagerie Compton d'une source de ^{137}Cs avec la configuration mono-détecteur hybride. Le temps d'acquisition est d'une heure, la distance entre la source et le détecteur est de 1 m. Un filtrage gaussien et un seuillage à 50 % sont appliqués. 159
- Figure 4-44 : Illustration de l'utilisation de la configuration mono-détecteur hybride. Superposition de l'image visible « grand-angle », de l'image décodée en mode masque codé seuillée à 50 % avec un fenêtrage sur l'énergie du ^{241}Am , et de l'image décodée en mode Compton seuillée à 70 % avec un fenêtrage sur l'énergie du ^{137}Cs (en jaune). Le quadrillage correspond à une pixellisation de 180×180 pixels. 160

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 : Liste des radionucléides émetteurs de photons gamma et des énergies associées principalement rencontrés dans l'industrie nucléaire (International Atomic Energy Agency - IAEA, 2014).....	6
Tableau 1-2 : Propriétés de matériaux détecteurs scintillateurs et semi-conducteurs pour les photons (Limousin, 2001).	12
Tableau 1-3 : Caractéristiques de différents matériaux semi-conducteurs : le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (AsGa), le tellure de cadmium (CdTe) et le tellure de cadmium et zinc ($Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$) (Lemaire, 2015).	27
Tableau 1-4 : Comparaison des caractéristiques de puces de comptages Medipix1, Medipix2 et Timepix (Lemaire, 2015).	29
Tableau 1-5 : Sensibilité de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra avec plusieurs configurations du masque codé (Lemaire, 2015).....	36
Tableau 1-6 : Résolution angulaire de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra avec plusieurs configurations du masque codé pour un champ de vue de 30° (Lemaire, 2015).	36
Tableau 1-7 : Spécifications du spectro-imageur NuVISION (NuVISION, a Portable spectrometric gamma imaging system, 2019).	42
Tableau 1-8 : Comparatif des caractéristiques des imageurs gamma actuellement commercialisés : l'imageur à masque codé iPIX, l'imageur Compton ASTROCAM 7000HS ; et deux imageurs hybrides : Polaris-H et NuVISION.	44
Tableau 1-9: Caractéristiques principales de la puce de comptage Timepix3.....	45
Tableau 2-1 : Valeurs des paramètres DAC pour les détecteurs Timepix3 Si et Timepix3 CdTe.....	57
Tableau 2-2 : Liste des origines et énergies des photons utilisés pour l'étalonnage en énergie du détecteur Timepix3 Si.	70
Tableau 2-3 : Sources radioactives et leurs énergies principales (Laraweb, 2016) utilisées pour l'évaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 Si.....	75
Tableau 2-4 : Origines et énergies des photons utilisées pour l'étalonnage en énergie par face avant du détecteur Timepix3 CdTe.....	79
Tableau 2-5 : Liste des origines et énergies des photons utilisées pour l'étalonnage en énergie par irradiation face arrière du détecteur Timepix3 CdTe.	82
Tableau 2-6 : Liste des origines et énergies des photons utilisés pour l'évaluation des performances spectrométriques du détecteur Timepix3 CdTe.....	85
Tableau 2-7 : Conditions expérimentales pour les mesures présentées figure 2-47.	88
Tableau 2-8 : Liste et origine des photons utilisés pour quantifier l'écart entre l'énergie mesurée en irradiation par face avant et la valeur attendue.....	90

<i>Tableau 2-9 : Pouvoir de résolution en énergie de plusieurs systèmes d'imagerie gamma existants sur une gamme d'énergie de 59,5 keV à 1333 keV.....</i>	<i>92</i>
<i>Tableau 4-1 : Atténuation du flux de photons incidents dans un volume de silicium d'épaisseur 300 μm, pour différentes valeurs d'énergie. Les sections efficaces d'atténuation totale sont extraites de la base de donnée NIST XCOM (Berger et al., 1987).</i>	<i>123</i>
<i>Tableau 4-2 : Énergies simulées pour l'évaluation des performances des configurations mono-détecteur et double-détecteurs en imagerie Compton, ainsi que leur radio-isotope associé.....</i>	<i>131</i>
<i>Tableau 4-3 : Positions des sources radioactives simulées. Dans le cas de la configuration mono-détecteur, l'origine du repère est le centre géométrique du semi-conducteur CdTe. Dans le cas de la configuration double-détecteurs, c'est le centre géométrique du semi-conducteur silicium. Les positions sont telles que la distance entre la source simulée et le détecteur est de 1 m.</i>	<i>131</i>
<i>Tableau 4-4 : Largeurs à mi-hauteur des distributions d'ARM, pour différents radioéléments, obtenues avec la configuration mono-détecteur par simulation Monte-Carlo.....</i>	<i>133</i>
<i>Tableau 4-5 : Estimation de la sensibilité de la configuration double-détecteurs, pour différents radioéléments à une distance de 1 m, pour des pixellisations de l'espace reconstruit de 20×20 pixels, 180×180 pixels, et 360×360 pixels. L'activité de référence, pour calculer les débits d'équivalent de dose, est de 30 MBq.....</i>	<i>136</i>
<i>Tableau 4-6 : Estimation de la sensibilité de la configuration mono-détecteur pour différents radioéléments à une distance de 1 m, pour des pixellisations de l'espace reconstruit de 20×20 pixels, 180×180 pixels, et 360×360 pixels. L'activité de référence, pour calculer les débits d'équivalent de dose, est de 30 MBq.....</i>	<i>136</i>
<i>Tableau 4-7 : Liste des activités et débits d'équivalent de dose à 1 m des radioéléments utilisés pour valider expérimentalement les capacités de localisation de sources radioactives avec Timepix3. Les activités sont calculées à la date du 01/01/2019.....</i>	<i>138</i>
<i>Tableau 4-8 : Estimation de la sensibilité de la configuration mono-détecteur pour différents radioéléments à une distance de 1 m, pour des pixellisations de l'espace reconstruit de 20×20 pixels, 90×90 pixels, et 180×180 pixels.</i>	<i>144</i>