

DÉVELOPPEMENT D'UN MODULE DE DÉTECTION PHOSWICH LSO/LuYAP POUR LE PROTOTYPE DE CAMÉRA À POSITRONS ClearPET

THÈSE N° 3596 (2006)

PRÉSENTÉE LE 28 JUILLET 2006

À LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BASE
Laboratoire de physique des hautes énergies 1
SECTION DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Jean-Baptiste MOSSET

ingénieur physicien diplômé EPF
de nationalité suisse et originaire de Bedretto (TI)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. G. Gremaud, président du jury
Dr C. Morel, Prof. A. Bay, directeurs de thèse
Prof. R. Lecomte, rapporteur
Prof. S. Tavernier, rapporteur
Prof. H. van den Bergh, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Lausanne, EPFL

2006

Résumé

La première partie de ce travail de thèse porte sur le développement d'un module de détection phoswich LSO/LuYAP pour le prototype démonstrateur ClearPET de tomographe à positrons pour petits animaux construit à Lausanne dans le cadre de la collaboration Crystal Clear. Le module de détection est constitué par deux couches de 8×8 scintillateurs LSO et LuYAP couplés à un tube photomultiplicateur multi-anodes (MaPMT).

L'égalisation de la collecte de lumière du LSO et du LuYAP est obtenue par l'atténuation partielle de la lumière de scintillation du LSO grâce à la déposition par évaporation d'une fine couche d'aluminium de 20-35 nm sur le LSO et à la régulation de la température des cristaux entre 30 et 60 °C. A 511 keV, la résolution en énergie typique des pixels du module de détection s'élève à $(28 \pm 2)\%$ pour le LSO et à $(25 \pm 2)\%$ pour le LuYAP. L'efficacité de la reconnaissance des impulsions du LSO et du LuYAP est supérieure à 98%.

Dix-huit modules sont montés sur un tambour tournant. Les résolutions spatiales radiale et tangentielle de l'image ont été mesurées jusqu'à 4 cm de l'axe et comparées à une simulation Monte Carlo réalisée avec GATE. La résolution spatiale FWHM s'étend de 1,3 mm sur l'axe du scanner à 2,6 mm à 4 cm de l'axe. La résolution temporelle des modules a été mesurée pour différentes méthodes de marquage temporel des événements. Des méthodes de reconnaissance de la forme des impulsions ayant une efficacité de 97-99% ont été développées pour des assemblages LSO/LuAP et LuAP/LuYAP, en utilisant notamment des réseaux de neurones artificiels.

La seconde partie de ce travail présente les mesures de caractérisation réalisées sur plusieurs matrices de photodiodes à avalanche (APD) récemment développées, dans la perspective d'un remplacement des MaPMT. Leur profil de dopage a été estimé d'après la dépendance en tension de leur capacité. Leur efficacité quantique a été mesurée pour des longueurs d'onde d'illumination comprises entre 300 et 700 nm. Les contributions des courants de volume et de surface ont été déterminées. La multiplication et le facteur de bruit de multiplication furent mesurés en fonction de la tension appliquée sur les APD. La matrice APD S8550 produite par Hamamatsu Photonics apparaît comme étant le meilleur candidat en vue d'une application TEP.

La dernière partie de ce travail de thèse présente une étude prospective menée sur des matrices APD S8550 couplées à des cristaux de LSO et de LuAP. La résolution en énergie et ses différentes contributions, ainsi que la résolution temporelle ont été mesurées sur des assemblages en couche unique de LSO et de LuAP. Deux assemblages isodomes LSO/LSO et LSO/LuAP ont ensuite été évalués du point de vue de l'efficacité d'identification de la couche d'interaction et de la résolution en énergie.

Finalement, une synthèse des résultats obtenus est présentée.

Mots clés - Tomographie par émission de positrons, détecteur phoswich, profondeur d'interaction, scanner TEP pour petits animaux, photodiodes à avalanche.

Abstract

The first part of this thesis describes the development of an optimised LSO/LuYAP phoswich detector head for the ClearPET demonstrator positron emission tomograph (PET) dedicated to small animals that is under construction in Lausanne within the Crystal Clear Collaboration. The detector head consists of a dual layer of 8 x 8 LSO and LuYAP crystal arrays coupled to a multi-anode photomultiplier tube (MaPMT).

Equalisation of the LSO/LuYAP light collection is obtained through partial attenuation of the LSO scintillation light using a thin aluminium deposit of 20-35 nm on LSO and appropriate temperature regulation of the phoswich head between 30 to 60 ° C. At 511 keV, typical FWHM energy resolutions of the pixels of a phoswich head amounts to $(28 \pm 2)\%$ for LSO and $(25 \pm 2)\%$ for LuYAP. The LSO versus LuYAP crystal identification efficiency is better than 98%.

Eighteen detector modules have been mounted on a rotating gantry. Radial and tangential spatial resolutions were measured up to 4 cm from the scanner axis and compared to Monte Carlo simulations using GATE. FWHM spatial resolution ranges from 1.3 mm on axis to 2.6 mm at 4 cm from the axis. Time resolution was measured for several event tagging methods. Pulse shape discrimination methods with an efficiency of 97-99% were developed for LSO/LuAP and LuAP/LuYAP phoswich among these, some are based on neural networks.

The second part of this work is devoted to characterisation measurements performed on several recently developed arrays of avalanche photodiodes (APDs) with the perspective of replacing MaPMTs. Their doping profile were estimated from the dependence of capacitance on junction voltage. Quantum efficiency was measured as a function of wavelength in the range of 300-700 nm. Bulk and surface contributions to the dark current were estimated. Gain and excess noise factor were measured as a function of bias voltage. The S8550 APD array produced by Hamamatsu Photonics appears as being the best candidate for an application in PET.

The last part of this thesis is dedicated to a prospective study performed on S8550 APD arrays coupled to LSO and LuAP crystals. Energy resolution and its contributions as well as time resolution were measured on modules having a single layer of LSO and LuAP crystals. Two staggered LSO/LSO and LSO/LuAP assemblies were evaluated regarding depth of interaction identification efficiency and energy resolution.

Finally, a synthesis of the results obtained is presented.

Index Terms - Positron emission tomography, phoswich detector, depth-of-interaction, small animals PET scanner, avalanche photodiodes.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance envers le Professeur Christian Morel qui m'a permis d'entreprendre ce travail de doctorat en m'accueillant dans son groupe d'instrumentation en tomographie par émission de positrons. Tout au long de ma thèse, j'ai pu compter sur son suivi attentif et sur sa grande disponibilité.

Je remercie le Professeur Aurelio Bay d'avoir accepté d'assumer la codirection de ma thèse.

Mon étude d'un module de détection utilisant une matrice APD a été rendue possible grâce à la participation du Professeur Jean-François Loude qui a développé toute l'électronique de lecture des matrices APD. Je tiens à lui adresser mes sincères remerciements pour ce développement, ainsi que pour ses remarques pertinentes.

Je tiens également à remercier les électroniciens du 5^{ème} étage du Cubotron, en particulier Pierre-Alain Baehler et Guy Masson avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et qui se sont toujours montrés disponibles pour m'aider à traiter mes problèmes électroniques.

Durant mon travail de thèse, j'ai sollicité à de nombreuses reprises les services de l'atelier de mécanique, que ce soit pour la réalisation des bancs de test ou pour la fabrication des modules de détection. Tous les membres de l'atelier ont donc participé, à un moment ou à un autre, au travail qui est présenté dans ce mémoire. Qu'ils en soient remerciés !

Merci à Martin Rey qui m'a fait profiter à de nombreuses reprises de ses compétences en informatiques.

Je suis également reconnaissant envers Stefania Martinengo Saladino qui m'a épaulé pour la caractérisation des matrices APD.

Je remercie plus généralement tous les membres du LPHE pour l'ambiance sympathique qu'ils y font régner et en particulier notre brillante capitaine Federica, organisatrice des parties de football qui ont largement contribué à éliminer le trop plein de stress.

Merci à mes parents qui m'ont toujours supporté et encouragé avec une confiance inconditionnelle.

Merci Odile pour tout l'amour et le soutien que tu m'as témoigné durant cette période.

Table des matières

Introduction	2
1 La tomographie d'émission de positrons	3
1.1 Utilisations de la TEP appliquée aux petits animaux	3
1.1.1 La TEP comparée à l'autoradiographie	3
1.1.2 Pharmacologie	4
1.1.3 Imagerie des neurorécepteurs	4
1.1.4 Oncologie	4
1.1.5 Imagerie de l'expression des gènes	4
1.2 Principe de fonctionnement d'un scanner TEP	5
1.3 Les coïncidences	8
1.4 Caractéristiques techniques d'un scanner TEP	10
1.4.1 La résolution spatiale	10
1.4.2 La sensibilité	11
1.5 Le module de détection	11
1.5.1 Le scintillateur	11
1.5.2 Le tube photomultiplicateur	16
1.5.3 La photodiode à avalanche	17
1.5.4 Mesure de l'énergie	22
1.5.5 Résolution en énergie d'un détecteur à scintillation	24
1.6 Evolution des scanners TEP	27
1.6.1 Les scanners cliniques	27
1.6.2 Les scanners pour petits animaux	29
1.6.3 Les technologies du futur	30
1.6.4 Les multimodalités	31
1.7 Les spécificités d'un scanner TEP dédié aux petits animaux	31
1.8 L'erreur de parallaxe	33
1.9 La détermination de la profondeur d'interaction	34
1.9.1 L'approche phoswich	34
1.9.2 Le partage de lumière	36
1.9.3 Encodage 2D de la position 3D	37
2 Développement et caractérisation des modules de détection du démonstrateur ClearPET	39
2.1 Matériel et méthode	39
2.1.1 Architecture du module de détection	39

2.1.2	Le masque d'atténuation	40
2.1.3	Le système d'acquisition de données	42
2.1.4	Montages de test	45
2.2	Egalisation de la collecte de lumière du LSO et du LuYAP	45
2.2.1	Comparaison de divers inserts	46
2.2.2	Evaluation des inserts de Mylar	48
2.2.3	Evaporation d'aluminium	49
2.2.4	Régulation de la température des cristaux	51
2.3	Détermination de la profondeur d'interaction	56
2.3.1	Combinaison linéaire des valeurs d'échantillonnage	56
2.3.2	Réseaux de neurones	65
2.3.3	Discussion	68
2.4	Dispersion des réponses	69
2.5	Spectres en énergie	70
2.6	Résolution en énergie	72
2.7	Dépendance en température des LY du LuYAP, du LuAP et du LSO	73
2.8	Effet de la régulation en température	74
2.9	Performances du démonstrateur ClearPET	74
2.9.1	Conditions expérimentales	74
2.9.2	Résolution temporelle	76
2.9.3	Reconstruction des images	82
2.9.4	Résolution spatiale	83
2.9.5	Sensibilité absolue	84
2.9.6	Fantôme mini-Derenzo	84
2.9.7	Scanographie du cerveau d'un rat	85
3	Mesures des propriétés intrinsèques de matrices APD	87
3.1	Description des matrices de photodiodes à avalanche	88
3.1.1	Structure d'une APD pour la détection de lumière de courte longueur d'onde	88
3.1.2	Matrice APD S8550	88
3.1.3	Matrice APD A1604	90
3.1.4	Prototypes avec revêtement anti-réfléchissant	90
3.2	Le montage expérimental	92
3.2.1	Le banc de test	92
3.2.2	Les détecteurs de référence	92
3.2.3	Le monochromateur	94
3.2.4	Le boîtier de test	95
3.3	La capacité	97
3.4	Le profil de dopage	97
3.5	Isolation électrique entre les pixels	101
3.6	Le courant d'obscurité	102
3.7	L'efficacité quantique	104
3.7.1	Méthode de mesure	104
3.7.2	Résultats	105
3.7.3	Non uniformité de l'efficacité quantique sur la surface des pixels de la matrice A1604	107

3.8	La multiplication	109
3.8.1	Dépendance en tension et dispersion	109
3.8.2	Dépendance en température	111
3.8.3	Courants noirs de surface et de volume	112
3.8.4	Non uniformité du gain sur la surface des pixels de la matrice A1604	115
3.9	Linéarité de la réponse	115
3.10	Diaphonie	115
3.11	Epaisseur de la région de conversion	116
3.12	La variance de multiplication	117
3.12.1	Matériel et méthode	117
3.12.2	Résultats	118
3.13	Résolution en énergie	120
3.14	Exposition directe aux rayons X	122
3.15	Discussion	123
4	Etude d'un module de détection utilisant une matrice APD S8550	125
4.1	Montage expérimental	125
4.2	Bruit électronique	129
4.3	Assemblage simple couche	131
4.3.1	Résolution en énergie	131
4.3.2	Améliorations possibles de la collecte de lumière	134
4.3.3	Diaphonie	135
4.3.4	Résolution temporelle	136
4.4	Assemblage isodome	138
4.4.1	Description de l'assemblage et conditions expérimentales	138
4.4.2	Diaphonie	141
4.4.3	Défauts d'alignement	142
4.4.4	Identification de la couche d'interaction	143
4.4.5	Résolution en énergie	145
4.5	Discussion	146
	Conclusion	149
	Bibliographie	149
	Glossaire des abréviations	159

Introduction

La tomographie par émission de positrons

Depuis les années 1970, la tomographie par émission de positrons (TEP) est utilisée en milieu clinique pour le diagnostic et pour le suivi de patients sous traitement, notamment en oncologie et en neurologie. La TEP est également un outil unique pour l'étude du fonctionnement du corps. Appliquée aux petits animaux, cette technique d'imagerie pourrait devenir un outil important pour le développement de nouveaux médicaments ainsi que pour la recherche post-génomique. Jusqu'en 1995, les examens TEP pratiqués sur des animaux étaient limités à des animaux de grandes tailles tels que les singes. En effet, on ne disposait alors que de scanners cliniques dont la résolution spatiale était insuffisante pour visualiser correctement les organes des petits animaux tels que les rats ou les souris. Pourtant, 90% des mammifères utilisés en laboratoire sont des souris [1]. Les souris présentent en effet de nombreux avantages. Elles sont facilement manipulables, elles ont un taux de reproduction élevé qui favorise la constitution de colonies et leur génome est identique à 95% au nôtre, ce qui permet de les utiliser comme modèles de maladies humaines. Soutenus par une très forte demande de la part des industries pharmaceutiques et des instituts de recherche biomédicale, de nombreux groupes travaillent actuellement au développement de scanners TEP pour petits animaux.

La collaboration Crystal Clear

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la collaboration Crystal Clear (CCC). Née en 1990 au CERN, son but est de développer de nouveaux cristaux pour la physique des hautes énergies, en particulier pour les expériences du futur collisionneur hadronique LHC (Large Hadron Collider), puis par la suite de promouvoir leur utilisation dans d'autres domaines. Actuellement, les projets principaux de la CCC sont le développement d'un scanner TEP pour petits animaux de haute résolution spatiale et de haute sensibilité nommé ClearPET, ainsi que le développement d'un mammographe par émission de positrons nommé ClearPEM.

La CCC regroupe une dizaine de laboratoires, essentiellement européens, et une cinquantaine d'experts en science des matériaux, en instrumentation nucléaire, en médecine et en électronique. Cinq de ces laboratoires construisent chacun, en étroite collaboration, des prototypes ClearPET :

- L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), à l'Université Claude Bernard (France).
- L'Institut Inter-Universitaire pour les Hautes Energies (IIHE), Vrije Universiteit Brussel (VUB) (Belgique).
- Le Laboratoire Central d'Electronique (ZEL) du Centre de Recherche de Jülich (FZJ) (Allemagne).
- Le Laboratoire de Physique des Hautes Energies (LPHE) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) (Suisse).

- Le centre médical Samsung, à l'école de médecine de l'Université de Sungkyunkwan à Séoul (Corée).

Objectifs de la thèse

Le développement d'un module de détection de haute résolution spatiale et de haute sensibilité pour le scanner ClearPET constituait le premier objectif de la thèse. Ce module utilise des cristaux scintillants assemblés selon une structure *phoswich* dans laquelle deux cristaux de natures différentes placés en colonnes sont lus par un même pixel d'un photodétecteur. Un algorithme d'analyse de forme est utilisé pour déterminer l'origine de chaque impulsion. Cette structure fournit à la fois une sensibilité élevée de détection grâce à la double couche de cristaux et une bonne résolution spatiale dans tout le champ de vue du scanner grâce à la détermination de la couche d'interaction. Les scintillateurs utilisés sont le LSO et le LuYAP. Ce dernier a été développé au sein de la CCC durant ces dernières années. Ces deux types de cristaux présentent d'excellentes propriétés pour la TEP car ils sont à la fois denses et rapides. Le photodétecteur utilisé pour la lecture des cristaux est un tube photomultiplicateur multianode (MaPMT). Les travaux de développement ont porté notamment, sur l'équilibrage des réponses des cristaux des couches inférieure et supérieure du phoswich, afin d'optimiser le déclenchement de l'électronique de lecture. L'équilibrage est réalisé au moyen d'une régulation en température des cristaux et par la déposition d'une fine couche d'aluminium sur les cristaux de LSO. Différentes méthodes de marquage temporel des événements ont été évaluées et des algorithmes de reconnaissance de forme des impulsions ont été développés pour des phoswich LSO/LuAP et LuAP/LuYAP.

A cause de l'encombrement important des MaPMT, l'arrangement des matrices de cristaux sur le scanner présente des espaces morts importants. Le remplacement des MaPMT par des matrices de photodiodes à avalanche (APD), moins volumineuses que les MaPMT, permettrait de réduire significativement ces espaces morts. Le second objectif de la thèse était d'apporter une contribution au développement d'un module de détection utilisant une matrice APD. Ainsi, les caractéristiques intrinsèques de plusieurs matrices APD récemment développées ont été mesurées. L'efficacité quantique, le gain, la variance de multiplication, le courant d'obscurité et l'uniformité des réponses constituent les caractéristiques importantes des APD, en vue d'une application TEP.

A la suite de ces mesures de caractérisation, des cristaux de LSO et de LuAP ont été couplés à la matrice APD qui présentait les meilleures performances. Les résolutions en temps et en énergie ont été mesurées, ainsi que l'efficacité de la détermination de la profondeur d'interaction pour des assemblages isodomes LSO/LSO et LSO/LuAP.

Structure de la thèse

Le premier chapitre constitue une introduction à l'imagerie TEP appliquée aux petits animaux. Ses applications, ses principes de fonctionnement, les technologies employées et l'état-de-l'art en la matière sont présentés. Le second chapitre présente le développement et la caractérisation des modules de détection du démonstrateur ClearPET. Les mesures de caractérisation des diverses matrices APD sont présentées dans le troisième chapitre. Le dernier chapitre présente les études réalisées sur des matrices APD couplées à des cristaux de LSO et de LuAP. Finalement, une synthèse des résultats obtenus est présentée.

Chapitre 1

La tomographie d'émission de positrons

1.1 Utilisations de la TEP appliquée aux petits animaux

De manière générale, appliquée aux petits animaux, la TEP est utilisée pour :

- L'étude du fonctionnement métabolique *in vivo*.
- L'établissement de modèles animaux des mécanismes d'action de maladies incluant le suivi de leur évolution dans le temps.
- Le développement de traitements thérapeutiques.
- L'évaluation préclinique de traitements thérapeutiques sur des modèles animaux.

Les informations anatomiques que l'on obtient avec la TEP sont de qualité très inférieure à celles obtenues avec l'imagerie par résonance magnétique ou par la tomодensitométrie à rayons X. En revanche, la TEP permet d'obtenir des informations physiologiques (imagerie fonctionnelle), ainsi que des informations liées aux neurorécepteurs ou à l'expression des gènes (imagerie moléculaire).

1.1.1 La TEP comparée à l'autoradiographie

L'autoradiographie¹ et la TEP constituent les deux principales techniques d'imagerie nucléaire appliquée aux petits animaux. Pendant des années, les biologistes ont travaillé sur des modèles animaux de maladies humaines en utilisant l'autoradiographie. Cette technique, qui présente les avantages d'être relativement bon marché et d'avoir une excellente résolution spatiale (0,05 μm pour la microautoradiographie et 50 μm pour la macroautoradiographie) souffre cependant d'un inconvénient majeur : les données sont collectées après la mort du sujet. Elles peuvent donc ne pas fournir une bonne représentation du processus *in vivo*.

Contrairement à l'autoradiographie, la TEP est une technique non invasive et non traumatique qui peut être répétée au cours du temps sur un même animal. Elle permet de suivre l'évolution d'un processus *in vivo*. Le suivi dans le temps d'un même animal (étude longitudinale) permet d'étudier le décours d'une maladie et l'effet d'un traitement sur un sujet. Les études longitudinales permettent de diminuer significativement le nombre d'animaux sacrifiés.

¹L'autoradiographie est une technique d'imagerie *ex vivo* qui nécessite le découpage de l'animal étudié en fines tranches. Chaque tranche est disposée au-dessus d'une émulsion photographique sur laquelle se forme une empreinte de la distribution du traceur radioactif. Il existe aussi des systèmes d'autoradiographie numériques utilisant par exemple des détecteurs à gaz Micromegas ou des chambres à avalanches de hautes densités HIDAC.

Ceci répond à une préoccupation exprimée par la société et constitue un avantage majeur lorsque la disponibilité des animaux est limitée, comme c'est le cas avec les animaux génétiquement modifiés. Les études longitudinales permettent aussi de s'affranchir des variabilités inter-sujets.

1.1.2 Pharmacologie

L'imagerie TEP présente un intérêt unique pour les études pharmacocinétiques². En effet, elle permet de suivre, via un marquage avec un radioisotope, la distribution d'un principe actif durant les minutes ou les heures qui suivent l'injection du médicament. Seule l'imagerie TEP possède une sensibilité suffisante pour mesurer les concentrations picomolaires de principes actifs. Pour comparaison, l'imagerie par résonance magnétique ne permet que de mesurer des concentrations millimolaires.

1.1.3 Imagerie des neurorécepteurs

La plupart des études concernant les neurorécepteurs portent sur le système dopaminergétique. La TEP permet d'évaluer rapidement l'action d'un médicament agissant sur les neurorécepteurs ou les neurotransmetteurs. L'usage d'un traceur sensible aux changements occasionnés par le principe actif (blocage d'enzymes, interception de transmetteurs, occupation de récepteurs) permet d'évaluer l'action d'un médicament dans les minutes ou les heures qui suivent l'injection du traceur, tandis que les effets pharmacologiques du médicament peuvent prendre des jours ou des semaines avant de se manifester.

La TEP permet aussi d'évaluer les effets de facteurs neuroprotecteurs sur des souris modèles de maladies neurologiques telles que la maladie de Parkinson ou de Huntington. Les effets neurotrophiques des stupéfiants peuvent aussi être étudiés sur le long terme.

1.1.4 Oncologie

L'imagerie du métabolisme du glucose constitue aussi un domaine d'application important en TEP, notamment en oncologie, où le suivi longitudinal de modèles de souris cancéreuses permet d'évaluer l'efficacité de thérapies, comme par exemple la thérapie photodynamique [2].

1.1.5 Imagerie de l'expression des gènes

L'expression d'un gène est mesurée par l'intermédiaire d'un gène rapporteur (GR) qui est introduit dans le génome de l'animal par transgénèse. Le GR doit être sous le contrôle du même promoteur que le gène d'intérêt. Il s'exprime donc en même temps que lui. On choisit un traceur qui se lie avec la protéine dite rapporteuse codée par le GR. Ainsi, pour autant que la protéine rapporteuse soit intracellulaire, la concentration en traceur est directement proportionnelle à l'expression du gène d'intérêt [3]. En imagerie optique, le GR est le gène codant pour la luciférase.

L'imagerie de l'expression des gènes devrait faciliter la mise au point de thérapies géniques³. Pour évaluer une thérapie génique, on élabore un GR qui partage le même promoteur que le

²Etude du devenir des médicaments dans l'organisme (absorption, distribution, métabolisation, élimination).

³Utilisation d'un gène comme médicament pour faire exprimer une protéine thérapeutique afin de pallier à un dysfonctionnement génétique. A l'origine, la thérapie génique visait surtout à traiter des maladies héréditaires monogéniques telles que l'hémophilie ou les myopathies mais les espoirs suscités par cette technique se sont répandus aux maladies acquises telles que les cancers ou la maladie de Parkinson. L'essentiel des recherches

gène thérapeutique. Les deux gènes sont alors groupés, puis introduits dans le génome de l'animal via un vecteur de transfert de gène. On peut ainsi localiser et mesurer l'amplitude de l'expression de n'importe quel gène introduit dans le génome d'un animal.

La même approche du gène rapporteur peut être utilisée sur des souris transgéniques dont chaque cellule porte le GR. Cela permet d'étudier l'expression de gènes endogènes à la souris, typiquement des gènes impliqués dans des maladies humaines, au cours de son développement.

1.2 Principe de fonctionnement d'un scanner TEP

La TEP nécessite l'absorption par le sujet, soit par injection, soit par inhalation, d'un agent marqué avec un émetteur de positrons, le traceur. Le scanner TEP mesure la distribution du traceur dans le corps du sujet et fournit des images représentant, par des dégradés de gris ou de couleurs, les concentrations de traceur dans des plans de coupe que l'utilisateur peut choisir.

Les biologistes et les médecins sont capables d'interpréter cette distribution pour retirer des informations quantitatives concernant des processus physiologiques. La TEP fait appel à diverses disciplines telles que la physique, pour la mesure de la distribution du traceur, la biologie et la pharmacie, pour la réalisation de modèles décrivant la distribution du traceur dans le corps du sujet et pour l'interprétation des images fournies par le scanner, la radiochimie et la radiopharmacie, pour l'élaboration des traceurs et les mathématiques et l'informatique, pour la reconstruction des images.

Les principaux atomes constituant la matière organique possèdent un isotope émetteur de positron, à l'exception de l'hydrogène. En principe, n'importe quelle molécule organique peut donc être marquée sans que ses propriétés chimiques ne soient modifiées, simplement en remplaçant un de ses atomes par un isotope émetteur de positron. Le remplacement d'un groupe hydroxyle par un atome de fluor ^{18}F permet également de marquer une molécule avec un émetteur de positron, sans trop affecter ses propriétés chimiques.

Il existe de nombreux traceurs permettant de sonder des fonctions morphologiques spécifiques. L'un des traceurs le plus couramment utilisé est le F^{18} -Fluorodéoxyglucose (FDG). Après injection intraveineuse, cette molécule radiomarquée suit le même chemin métabolique qu'une molécule de glucose puis s'accumule dans les cellules, à la différence du glucose qui lui, subit une cascade de réactions enzymatiques aboutissant à la production d'énergie utilisable par la cellule. Cette accumulation du traceur traduit le métabolisme énergétique local. En milieu clinique, le FDG est souvent utilisé pour la détection des métastases ou des tumeurs malignes. En effet, les cellules cancéreuses ont un métabolisme énergétique plus élevé que les cellules saines conduisant à des concentrations anormalement élevées de traceur aux endroits où elles sont.

La mesure de la concentration locale d'un isotope émetteur de positrons est basée sur la détection en coïncidence de paires de photons de 511 keV émis dos à dos lors de l'annihilation de positrons avec des électrons atomiques du milieu. Ces paires de photons sont habituellement détectées par des détecteurs à scintillation arrangés en anneau autour de l'objet d'observation. Les lignes de réponses (LDR) définies par les canaux de coïncidence sont utilisées pour reconstruire l'image tridimensionnelle de la distribution du traceur dans les tissus vivants.

actuelles portent sur l'élaboration de vecteurs efficaces et sûrs. Les vecteurs, habituellement des virus, servent à introduire le gène thérapeutique dans le noyau cellulaire et à l'insérer dans un chromosome.

Les isotopes émetteurs de positrons se désintègrent en émettant un positron et un neutrino. Il en résulte une distribution de l'énergie cinétique des positrons continue entre 0 et une valeur maximale. La capture électronique est un canal concurrent, mais son facteur d'embranchement est faible pour les éléments légers, comme le montre le tableau 1.1 [4]. Ces deux processus sont suivis d'un réarrangement de la structure des couches nucléaires qui se traduit par l'émission d'un rayon X de moins d'un keV, pour les isotopes utilisés habituellement en TEP. L'état final est stable et par conséquent, aucun rayonnement parasite subséquent n'est produit.

Isotope	Facteur d'embranchement pour la désintégration β	Facteur d'embranchement pour la capture électronique
^{11}C	99,759 %	0,241 %
^{13}N	100 %	
^{15}O	99,887 %	0,113 %
^{18}F	96,9 %	3,1 %

TAB. 1.1 – Facteur d'embranchement des radioisotopes les plus couramment utilisés en TEP, pour l'émission de positron et pour la capture électronique.

Pour mesurer la distribution exacte de l'activité, un tomographe devrait détecter le point d'émission des positrons. En réalité, il ne peut que détecter indirectement le point d'annihilation. Le parcours du positron sépare ces deux points, ce qui limite intrinsèquement la résolution spatiale et introduit un certain flou sur l'image. Les positrons sont ralentis par diffusions Coulombiennes dans les tissus biologiques, jusqu'à ce qu'ils atteignent l'équilibre thermique avec le milieu environnant [5]. Le parcours des positrons dépend de la densité d'électrons dans le milieu. La distribution de la portée du positron n'est pas Gaussienne. Elle est piquée autour de 0 et comporte une longue queue exponentielle. La largeur à 20% du maximum de la distribution (FW20M) fournit une bonne estimation de la dégradation de la résolution spatiale due au parcours des positrons. Le tableau 1.2 donne la portée des positrons (FW20M) dans différents tissus biologiques [6].

Isotope	Energie cinétique maximale (MeV)	Tissu osseux FW20M (mm)	Tissu mou FW20M (mm)	Tissu des poumons FW20M (mm)
^{18}F	0,63	0,42	0,54	1,52
^{11}C	0,97	0,62	0,96	2,69
^{13}N	1,19	0,72	1,26	3,50
^{15}O	1,73	1,08	1,87	5,30
^{68}Ga	1,90	1,29	2,12	6,10
^{82}Rb	3,40	2,68	4,10	10,50

TAB. 1.2 – Portée du positron pour les radioisotopes les plus couramment utilisés en TEP

Notons que l'application d'un fort champ magnétique de l'ordre de 5 T réduit significativement le parcours du positron dans le plan perpendiculaire à la direction du champ [7]. Ainsi,

l'application d'un fort champ magnétique parallèlement à l'axe du scanner pourrait permettre d'améliorer la résolution spatiale, en particulier avec des émetteurs de positrons d'énergies élevées tels que ^{11}C , ^{15}O , ^{68}Ga , ^{82}Rb .

Une fois que le positron a atteint l'équilibre thermique, il se combine avec un électron du milieu dans un processus d'annihilation. L'annihilation peut se faire soit directement, soit par une étape intermédiaire dans laquelle le positron et l'électron forment un état métastable, le positronium (Ps) [8]. Dans le cas de l'annihilation directe, la section efficace de l'annihilation à trois photons est environ 10^3 plus basse que celle de l'annihilation à deux photons. Dans le cas de la formation d'un Ps, le nombre de photons d'annihilation dépend de son état de spin. Le Ps peut être soit dans un état de spin singulet appelé parapositronium (p-Ps) qui représentent 25% des Ps, soit dans un état de spin triplet appelé orthopositronium (o-Ps) qui représentent 75% des Ps. Les p-Ps se désintègrent en un nombre pair de photons, le plus souvent 2, tandis que les o-Ps se désintègrent en un nombre impair de photons, le plus souvent 3. Cependant, o-Ps a une durée de vie (142 ns) beaucoup plus longue que celle de p-Ps (0,125 ns) qui reflète la faible probabilité d'annihilation à 3 photons. En effet, la plupart du temps, dans la matière condensée, soit o-Ps interagit avec un électron du milieu environnant, ce qui produit une annihilation à 2 photons du positron avec l'électron externe, soit o-Ps se convertit en p-Ps qui se désintègre rapidement en 2 photons. Dans l'eau, les annihilations à 3 photons ne représentent que 0,5% des annihilations totales, si bien que les scanners actuels n'en tiennent pas compte.

En accord avec la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, chaque photon reçoit la même énergie, égale à l'énergie de masse de l'électron et les photons sont émis à 180° . A cause de l'énergie cinétique résiduelle de la paire positron-électron, l'émission des deux photons n'est pas exactement colinéaire. La distribution de la déviation angulaire est approximativement Gaussienne avec une largeur à mi-hauteur, FWHM (full width at half maximum) de $\pm 0,5^\circ$. Au centre d'un scanner de diamètre D , l'erreur Δd sur la mesure de la LDR due à une fluctuation angulaire $\Delta\theta$ peut être paramétrée comme :

$$\Delta d \approx \Delta\theta \times D/4 = 0,0022 \times D, \text{ avec } \Delta d \text{ et } D \text{ en mètre, et } \Delta\theta \text{ en radian.} \quad (1.1)$$

La non colinéarité contribue à dégrader la résolution spatiale à hauteur de 2,8 mm, pour un scanner de 1 m de diamètre. Cette dégradation est proportionnelle au diamètre du scanner [9]. Le parcours du positron et la non colinéarité sont représentés sur la figure 1.1. Ces effets constituent les limites physiques fondamentales pour la résolution spatiale en TEP.

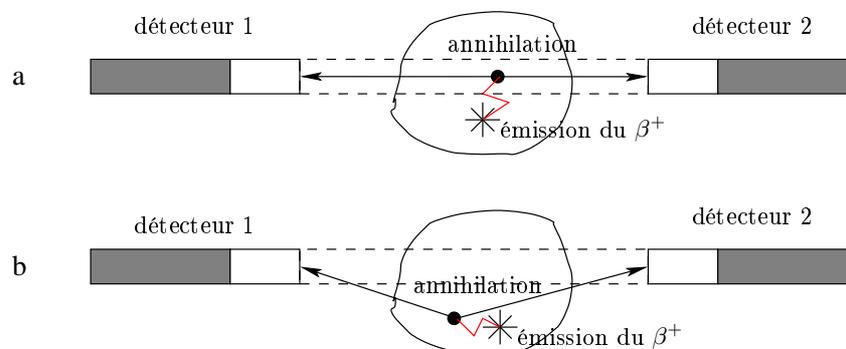


FIG. 1.1 – Limites fondamentales de la TEP : a) le parcours du positron ; b) la non colinéarité.

1.3 Les coïncidences

Comme nous l'avons vu précédemment, la mesure de la distribution du traceur est basée sur la détection des paires de photons d'annihilation par des détecteurs situés de part et d'autre du scanner. Les événements individuels détectés par les modules sont donc mis en coïncidence, dans une fenêtre temporelle de l'ordre de 10 ns, dont la largeur optimale dépend des propriétés temporelles du scintillateur utilisé. La mise en coïncidence peut se faire, en ligne de manière hardware, ou après la scanographie, de manière software.

L'approche software nécessite l'acquisition des informations liées à la détection de tous les photons, ce qui représente un volume d'informations très important de l'ordre de 100 Go par scanographie. Les informations liées à la détection d'un événement sont sa position spatiale, sa position temporelle, et éventuellement l'énergie déposée dans le scintillateur. La gestion de tels fichiers n'est pas aisée. D'autre part, l'association des coïncidences constitue une étape supplémentaire qui ralonge le temps d'analyse menant à l'obtention des images. En revanche, elle permet à l'utilisateur de choisir, à posteriori, la fenêtre temporelle de coïncidence et la fenêtre en énergie. Elle permet aussi de réaliser une normalisation précise des détecteurs, de manière simple et rapide.

Il existe trois types de coïncidences, les coïncidences vraies, fortuites et diffusées. La figure 1.2 présente ces différents types de coïncidences. Une coïncidence vraie est mesurée lorsque les deux photons issus d'une même annihilation sont détectés et que les tubes de réponse joignant les modules ayant détecté ces photons contiennent le point d'annihilation. C'est la mesure des coïncidences vraies qui permet la mesure de la distribution du traceur. En revanche, la détection de coïncidences fortuites et diffusées dégrade la résolution spatiale.

Les coïncidences fortuites correspondent à la détection fortuite de deux photons provenant d'annihilations différentes, dans un intervalle de temps inférieur à la fenêtre temporelle. Le taux F de coïncidences fortuites d'un canal de coïncidence vaut $F = 2 \times \theta \times R_1 \times R_2$, où R_1 , R_2 sont les taux d'événements dans les détecteurs définissant le canal de coïncidence, et θ est la largeur de la fenêtre de coïncidence.

Dans chaque canal de coïncidence, le taux de coïncidences fortuites doit être soustrait au taux total de coïncidences mesurées. La mesure du taux de coïncidences fortuites peut se faire soit indirectement en mesurant R_1 et R_2 puis en utilisant la relation précédente, soit en retardant l'une des voies d'une durée bien supérieure au temps de résolution temporelle des détecteurs de manière hardware ou software.

Le choix de la largeur de la fenêtre de coïncidence est un compromis entre le risque de perdre des coïncidences vraies si elle est trop étroite et l'augmentation du nombre de coïncidences fortuites si on la choisit trop large. En réalité, pour un scanner donné, la largeur optimale de la fenêtre de coïncidence dépend de l'activité. Sur les scanners qui réalisent les coïncidences en ligne, on peut ainsi faire varier la largeur de la fenêtre de coïncidence entre 2 et 15 ns, typiquement, selon la dose de radioactivité injectée au sujet.

Lorsque un, ou les deux photons d'annihilation subissent au moins une diffusion Compton dans le champ de vue, le tube de réponse mesuré ne contient le plus souvent pas le point d'annihilation et l'on parle de coïncidence diffusée. Dans l'eau, la distance moyenne parcourue par un photon de 511 keV avant qu'il n'interagisse vaut environ 10 cm. Ainsi, lors d'une scanographie du corps entier chez un homme, seulement 15 % des paires de photons ne subissent aucune interaction dans les tissus biologiques. Dans la plus part des cas, soit l'un des photons (ou les deux) subit au moins une diffusion Compton avant d'être détecté, soit il est absorbé dans le corps du patient.

L'absorption des rayons γ dans le corps dégrade la qualité de l'image en diminuant la statistique de comptage et en modifiant la distribution des paires de photons d'annihilation détectées. Elle nécessite une correction dite d'atténuation qui est réalisée à l'aide d'une source externe, généralement une source ponctuelle ou linéaire de ^{68}Ge . Lors d'une scanographie additionnelle, la source est mise en rotation entre le sujet et les détecteurs, et l'on mesure le taux d'évènements dans chaque canal de coïncidence. Pour chaque canal de coïncidence, l'absorption du sujet est déterminée en faisant le rapport entre le taux d'évènements mesuré avec le sujet et celui mesuré sans le sujet. Cette méthode repose sur le fait que la probabilité qu'au moins un des photons d'annihilation soit absorbé dans le sujet est indépendante du lieu de production des photons sur la ligne de réponse.

La diffusion Compton dans le sujet fournit des lignes de réponses erronées, ce qui diminue le contraste de l'image. Il existe plusieurs méthodes de correction pour la diffusion [10]. En tomographie 3D, la fraction de coïncidences diffusées, par rapport au nombre total de coïncidences, vaut 30-40 % pour une scanographie de la tête et jusqu'à 80% pour une scanographie de l'abdomen. Pour une scanographie de souris, elle s'élève typiquement à 20-40 %, selon la fenêtre en énergie sélectionnée.

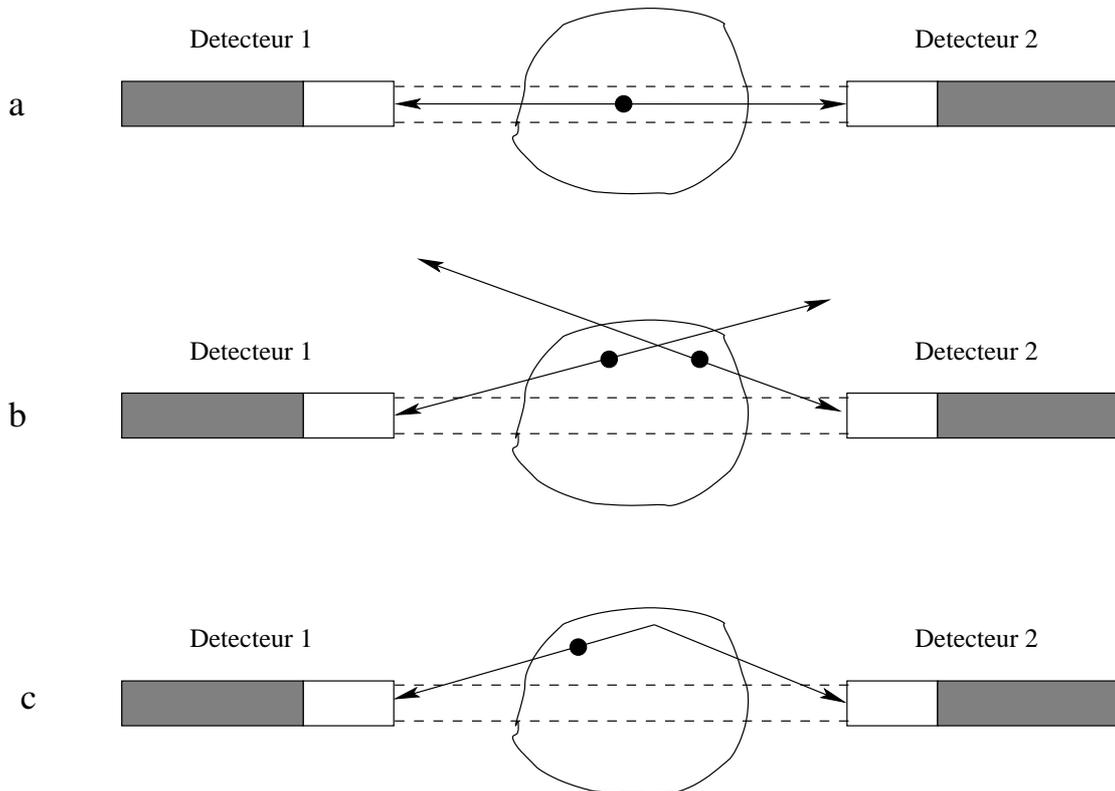


FIG. 1.2 – Détection des trois différents types de coïncidences : a) coïncidence vraie ; b) coïncidence fortuite ; c) coïncidence diffusée.

1.4 Caractéristiques techniques d'un scanner TEP

1.4.1 La résolution spatiale

Deux définitions sont habituellement utilisées pour décrire la résolution spatiale des scanners TEP.

Résolution intrinsèque

La résolution intrinsèque se mesure sur une paire de détecteurs placés en coïncidences entre lesquels on déplace une source ponctuelle ou linéaire dans une direction perpendiculaire à la ligne de réponse. On obtient un profil du taux de comptage en fonction de la position de la source qui est appelé fonction de dispersion de la ligne de réponse (LSF). La résolution intrinsèque est alors donnée par la largeur à mi-hauteur (FWHM) et/ou par la largeur au dixième de la hauteur (FWTM) de la LSF. Pour une position donnée de la source, la résolution intrinsèque mesurée en choisissant une ligne de réponse passant par le centre du champ de vue du scanner est appelée résolution intrinsèque tangentielle tandis que la résolution intrinsèque mesurée en choisissant une ligne de réponse perpendiculaire au rayon joignant le centre du champ de vue à la source est appelée résolution intrinsèque radiale. Habituellement, ces résolutions sont données pour des positions de la source à différentes distances du centre du champ de vue. La résolution intrinsèque donne la limite de la résolution d'un système TEP particulier.

Résolution de l'image

La résolution de l'image en un point donné du champ de vue du scanner est définie comme la largeur à mi-hauteur du profil reconstruit d'une source ponctuelle disposée en ce point. La formule empirique qui suit permet de calculer la résolution spatiale R_s de l'image au centre du champ de vue, à partir de paramètres géométriques des détecteurs et du scanner [11].

$$R_s = a\sqrt{(d/2)^2 + b^2 + r^2 + (0,0022D)^2} \quad (1.2)$$

où d est la taille des éléments de détection, b est la précision sur le décodage de la position d'interaction dans le détecteur, r est la contribution liée au parcours des positrons et D est le diamètre du scanner. Le facteur a , $1 < a < 1,3$ dépend de l'algorithme de reconstruction utilisé. a vaut typiquement 1,2 lorsque l'on utilise un algorithme de rétroprojection filtrée, avec un filtre en rampe. Compte tenu de l'allure de la distribution de la distance parcourue par les positrons, la largeur FW20M fournit une estimation plus réaliste que la largeur FWHM, de la contribution du parcours des positrons b à la dégradation de la résolution spatiale [6].

Les deux premiers termes de la racine carrée déterminent la résolution intrinsèque des détecteurs. Cette résolution comprend une contribution géométrique liée aux dimensions des éléments de détection (résolution intrinsèque géométrique) et une contribution liée à l'imprécision sur la localisation de l'élément de détection où se produit l'interaction (résolution intrinsèque de décodage). Le dernier terme de la racine traduit l'effet de l'accolinéarité des photons d'annihilation.

La résolution intrinsèque des détecteurs est définie comme la largeur FWHM ou FWTM de la LSF mesurée sur une paire de détecteurs séparés par une courte distance et la résolution intrinsèque de décodage est mesurée en irradiant sélectivement les éléments de détection à l'aide d'une source collimée.

1.4.2 La sensibilité

La sensibilité absolue d'un scanner TEP est définie comme étant l'efficacité de détection des paires de photons d'annihilation issues d'une source ponctuelle placée au centre du champ de vue. La sensibilité absolue est habituellement mesurée avec une source de faible activité afin que les pertes de comptage liées au temps mort des détecteurs soient négligeables. La sensibilité absolue dépend d'une part de la couverture angulaire et d'autre part de l'efficacité intrinsèque des détecteurs.

Afin de relier le rapport signal sur bruit de l'image reconstruite aux taux de coïncidences vraies, fortuites et diffusées, le concept de taux de coïncidences effectif a été introduit [12]. Le taux de coïncidences effectif ou *Noise Equivalent Count rate* (NEC) est défini comme :

$$NEC = \frac{T^2}{T + S + 2fR} \quad (1.3)$$

où T , R et S sont les taux de coïncidences vraies, fortuites et diffusées, et f est la fraction de la projection sous-tendue par le sujet imagé.

Le taux de coïncidences effectif est habituellement représenté en fonction de l'activité de la source. A cause du temps mort des détecteurs et à cause de la limitation de la bande passante du système d'acquisition de données, le taux de coïncidences effectif présente un maximum. Celui-ci est caractéristique du scanner et de la géométrie de la source.

1.5 Le module de détection

Le plus souvent, les scanners TEP utilisent des détecteurs à scintillation, c'est-à-dire des cristaux scintillants couplés à des photodétecteurs. Le rôle du scintillateur est d'absorber les rayons γ et de produire de la lumière. Cette lumière de scintillation est ensuite détectée par un photodétecteur qui produit un signal électrique dont la charge est proportionnelle au nombre de photons détectés, et donc proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal. Ce paragraphe a pour but de présenter le fonctionnement et les caractéristiques principales des scintillateurs et des photodétecteurs qui sont étudiés dans ce travail de thèse.

1.5.1 Le scintillateur

Il existe deux catégories de scintillateurs : organiques et inorganiques. Les scintillateurs organiques, de faibles densités, ne sont pas adaptés à la spectrométrie γ . Ainsi, seuls les scintillateurs inorganiques sont utilisés en TEP.

Mécanisme de scintillation des scintillateurs inorganiques

Un rayonnement β traversant la matière y perd de l'énergie par collisions inélastiques avec les électrons des atomes du milieu (Pour des énergies inférieures à 1 Mev, le rayonnement de Bremsstrahlung est négligeable.). Lorsque l'énergie acquise par un électron du milieu, dans une de ces collisions, est supérieure à son énergie de liaison, il y a ionisation. Si elle lui est inférieure, il y a excitation de l'atome dont fait partie l'électron. Dans ce cas, le retour de l'électron à son état fondamental peut se faire soit directement, soit par l'intermédiaire d'un état métastable, en donnant lieu à l'émission d'un photon de scintillation. Dans le cas des scintillateurs extrinsèques, l'état métastable correspond à l'excitation d'une impureté, appelée activateur, incorporée dans le cristal. Dès les années 1980, de nombreux cristaux dopés au cérium (Ce) ont été développés, dont l'oxyorthosilicate de lutécium (Lu_2SiO_5) ou LSO [13], l'orthoaluminate de lutécium et d'yttrium ($\text{Lu}_{1-x}\text{Y}_x\text{AlO}_3$) ou LuYAP [14, 15] et l'orthoaluminate de lutécium (LuAlO_3) ou LuAP [16, 17].

Dans l'état fondamental, les électrons d'un cristal scintillant sont dans la bande de valence. Le passage d'une particule chargée engendre la création de paires électron-trou et d'excitons. Comme l'énergie d'ionisation d'un activateur est inférieure à celle d'un atome du réseau, les trous dérivent rapidement vers un activateur et l'ionisent. Pendant ce temps, les électrons se trouvant dans la bande de conduction se promènent librement dans le cristal jusqu'à ce qu'ils passent à proximité d'une impureté où ils sont piégés. Dans le cas d'un scintillateur dopé au Ce, la recombinaison des paires électron-trou engendre une excitation $4f \rightarrow 5d$ des ions Ce^{3+} . Les excitons, quant à eux, se déplacent librement jusqu'à ce qu'ils rencontrent un atome de Ce et l'excitent. En se désexcitant, les atomes de Ce émettent des photons dont l'énergie est inférieure à la largeur de la bande interdite. Le cristal est donc transparent pour ces photons, qui constituent la lumière de scintillation. La figure 1.3 présente la structure des bandes d'énergie d'un scintillateur inorganique activé.

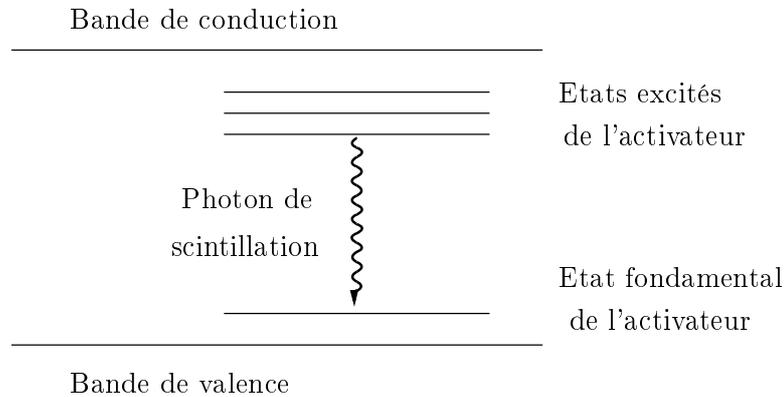


FIG. 1.3 – Structure des bandes d'énergie d'un scintillateur inorganique activé.

Constante de temps

Le temps de passage de la particule dans le scintillateur ainsi que le temps nécessaire pour peupler les états excités du Ce sont très courts par rapport à la durée de l'état excité du Ce. Ainsi, l'émission de lumière suit immédiatement le passage de la particule et son intensité $I(t)$ évolue de manière exponentielle :

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1.4)$$

où I_0 est l'intensité lumineuse immédiatement après le passage de la particule et τ est la constante de temps caractéristique du scintillateur. Un scintillateur rapide offre la possibilité d'utiliser une mise en forme courte du signal de sortie du photodétecteur, sans avoir de défaut balistique, ce qui comporte plusieurs avantages :

- Une amélioration de la résolution temporelle grâce à une réduction des fluctuations sur le marquage temporel des événements liées au bruit sur le signal (*time jitter*) et à ses variations d'amplitude (*amplitude walk*).
- Une réduction du temps mort de l'électronique de lecture.
- Une diminution du risque d'empilement des impulsions.

La lumière de scintillation

Le nombre de photons N_γ produits par unité d'énergie déposée est un paramètre important des scintillateurs. Ce paramètre aussi appelé *light yield* (LY) est donné par la relation :

$$N_\gamma = \frac{\varepsilon}{E_{h\nu}} \quad (1.5)$$

où ε est l'efficacité de conversion de l'énergie déposée dans le cristal en photons de scintillation (rendement de scintillation) et $E_{h\nu}$ est l'énergie moyenne des photons de scintillation. Le LY influence fortement la résolution temporelle et la résolution en énergie du détecteur. L'émission lumineuse se présente sous la forme d'un spectre de bandes caractéristique de chaque scintillateur. La bande la plus intense se situe pour la plupart des scintillateurs habituels entre 350 et 500 nm. La longueur d'onde de la lumière produite doit si possible correspondre au maximum de sensibilité spectrale du photodétecteur.

Efficacité de détection

Les photons d'annihilation interagissent dans le scintillateur par diffusion Compton ou par effet photoélectrique. Dans le LuYAP, le LuAP et le LSO, les photoélectrons ont une portée d'environ 0,4 mm qui est bien inférieure aux dimensions des cristaux utilisés. Ainsi, l'électron éjecté lors de ces interactions cède le plus souvent toute son énergie au cristal. Il génère sur son passage des photons de scintillation selon le mécanisme décrit précédemment. La figure 1.4 présente différentes possibilités d'interactions du photon d'annihilation dans le cristal. La totalité de l'énergie du photon incident est récupérée lorsque celui-ci réalise directement une interaction photoélectrique ou bien lorsqu'il réalise une succession de diffusions Compton suivies d'une interaction photoélectrique dans le cristal. Le photon X de réarrangement des couches électroniques émis à la suite d'une interaction photoélectrique est la plupart du temps absorbé dans le cristal par effet photoélectrique. Lorsqu'un photon diffusé par effet Compton sort du cristal, seule une fraction de l'énergie du photon incident est récupérée.

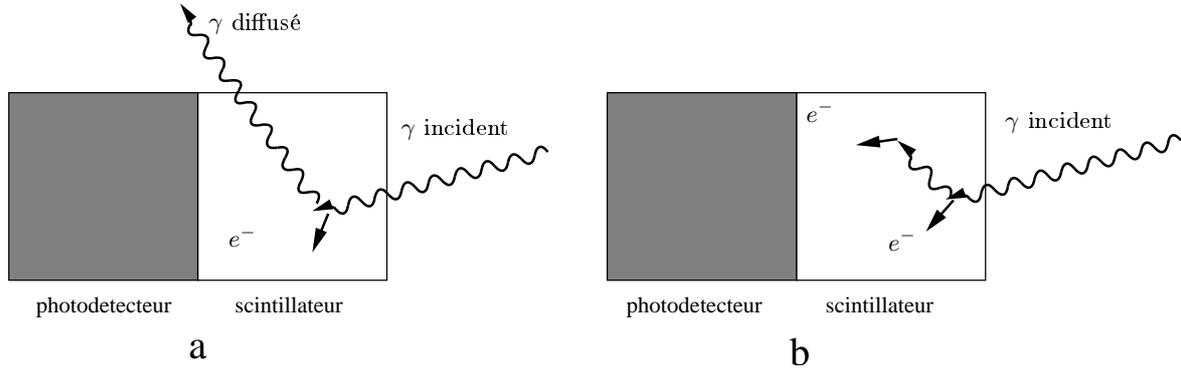


FIG. 1.4 – Interactions dans le scintillateur : a) Diffusion Compton et échappement du photon diffusé ; b) Diffusion Compton suivie d'un effet photoélectrique.

L'intensité I d'un faisceau de photons collimaté et monoénergétique ayant traversé un écran d'épaisseur x est donnée par :

$$I(x) = I_0 \times e^{-\mu x} \quad (1.6)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau incident et μ est le coefficient d'atténuation caractéristique du matériau constituant l'écran. μ dépend de l'énergie des photons. Le parcours moyen d'un photon dans un matériau, appelé longueur d'atténuation, est égal à $1/\mu$.

Les détecteurs doivent avoir une efficacité de détection la plus élevée possible ($>85\%$), ce qui implique que la longueur des cristaux soit au moins supérieure à deux fois la longueur d'atténuation. Cependant, l'incertitude sur la profondeur d'interaction des photons dans le cristal engendre une dégradation de la résolution spatiale du scanner, en particulier lorsque le sujet d'observation est éloigné de l'axe du scanner. Cette dégradation appelée erreur de parallaxe sera expliquée plus loin dans ce chapitre. Il est donc essentiel d'utiliser des cristaux ayant un fort pouvoir d'atténuation.

Les sections efficaces des interactions Compton et photoélectrique dépendent de la densité ρ et du numéro atomique effectif Z_{eff} du cristal. La section efficace pour l'effet photoélectrique est proportionnelle à $\rho \times Z_{eff}^n / E_\gamma^m$, où n et m sont chacun fonction de l'énergie. n vaut environ 4 à 100 keV et augmente graduellement jusqu'à 4,6 à 3 MeV. En revanche, m vaut environ 3 à 100 keV et diminue jusqu'à 1, à 5 MeV. La section efficace de l'interaction Compton est proportionnelle à $\rho \times Z_{eff}/A$, où A est le nombre de masse. Z_{eff}/A vaut $0,45 \pm 0,05$ pour tous les éléments excepté pour l'hydrogène. Une densité élevée favorise l'interaction des photons dans le cristal tandis qu'un Z_{eff} élevé augmente la probabilité de l'effet photoélectrique par rapport à l'effet Compton.

Habituellement, on réalise une discrimination en énergie afin de rejeter les photons diffusés dans le champ de vue. Malheureusement, cette discrimination en énergie tend à réduire l'efficacité de détection des photons non diffusés, puisqu'une partie d'entre eux ne réalisent qu'un effet Compton dans le cristal et déposent une énergie inférieure au seuil de discrimination. Il est donc important d'utiliser des scintillateurs ayant un Z_{eff} élevé.

Les scintillateurs pour la TEP

Le tableau 1.3 présente les caractéristiques importantes de plusieurs scintillateurs, dont ceux utilisés dans le cadre de ce travail.

	BGO	LSO	LuAP	LuYAP
Formule chimique	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	Lu_2SiO_5	LuAlO_3	$\text{Lu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{AlO}_3$
Densité (g/cm^3)	7,13	7,34	8,34	7,35
Z effectif	75	66	65	54
Pic d'émission (nm)	480	420	365	365
LY (photons/MeV)	9000	27000	11400 ^a 8200 ^c	6800 < < 8800 ^b
Constante de temps (ns)	300	40	18	25

TAB. 1.3 – Scintillateurs inorganiques pour la TEP.

^aCristaux produits par PML (Photonic Materials Ltd, Glasgow, Ecosse) [18].

^bCristaux produits à l'usine technico-chimique de Bogoroditsk (Russie) [19].

^cCristaux produits par A. Petrosyan (Institut de recherche en physique, Erevan, Arménie) [20].

Le germanate de bismuth (BGO) était le scintillateur le plus couramment utilisé jusqu'à récemment dans les caméras TEP cliniques. C'est le scintillateur qui présente la plus haute section efficace pour l'effet photoélectrique. Il est de plus bon marché et facile à usiner. En revanche, il produit peu de lumière et sa constante de temps est élevée.

Les cristaux de LSO, LuAP et LuYAP ont l'avantage d'être beaucoup plus rapides que les cristaux de BGO. Ils fournissent donc une meilleure résolution temporelle, ce qui permet d'utiliser une fenêtre de coïncidence plus petite et ainsi de réduire le taux de coïncidences fortuites. De plus, la rapidité de ces cristaux contribue à diminuer le temps mort des détecteurs, ce qui entraîne une augmentation du taux de coïncidences vraies. Le taux de coïncidence effectif obtenu avec ces cristaux est donc bien supérieur à celui obtenu avec le BGO, en particulier pour des activités élevées. En revanche, ces cristaux présentent l'inconvénient d'avoir une section efficace pour l'effet photoélectrique environ deux fois plus basse que celle du BGO, mais ce défaut peut être compensé en élargissant la région de détection.

Le LSO est relativement bon marché. En revanche, la production du LuAP est difficile ce qui rend le coût de ce cristal élevé. Au début du projet ClearPET, la production du LuAP n'était pas suffisamment bien maîtrisée pour permettre une production de masse. L'addition d'yttrium dans le complexe de perovskite de lutécium permet de stabiliser plus facilement la phase perovskite lors de la production de cristal de LuYAP [14].

Les cristaux de LuYAP possèdent en réalité deux constantes de temps. Ainsi, l'émission de lumière dans le temps est décrite par la somme de deux exponentielles. Pour les cristaux de $\text{Lu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{AP}$ produits à l'usine technico-chimique de Bogoroditsk (Russie), la composante rapide a une constante de temps d'environ 25 ns tandis que la composante lente à une constante de temps d'environ 250 ns. L'intensité des composantes rapide et lente représentent respectivement 47% et 53% de la lumière produite [19].

1.5.2 Le tube photomultiplicateur

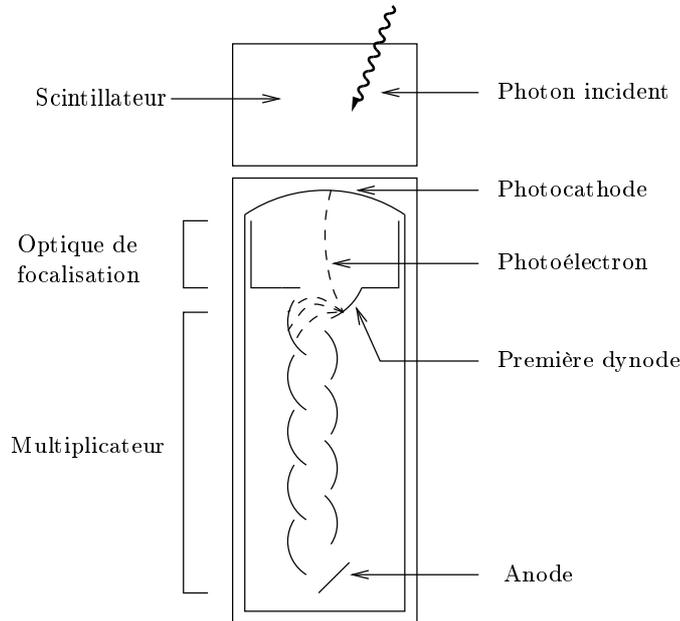


FIG. 1.5 – Schéma représentant les principaux éléments d'un PMT.

La figure 1.5 présente le schéma d'un tube photomultiplicateur (PMT) classique. Le scintillateur est couplé à la fenêtre du PMT. Celle-ci est généralement en verre ou en quartz. Sur la face interne de la fenêtre est déposé un alliage métallique bialcalin qui constitue la photocathode du PMT. Par effet photoélectrique, les photons de scintillation éjectent des électrons de la photocathode. La probabilité qu'un photon produise un photoélectron est appelée l'efficacité quantique η de la photocathode. La photocathode est en outre le siège d'une émission spontanée d'électrons par effet thermoélectrique. Cette émission est à l'origine de la plus grande partie du bruit de fond du PMT.

Entre la photocathode et le multiplicateur se trouve une optique de focalisation formée d'un groupe d'électrodes chargées de diriger les photoélectrons vers la première dynode. L'efficacité de la collecte des photoélectrons doit être la plus élevée possible et le temps de transit des photoélectrons entre la photocathode et la première dynode doit être le plus indépendant possible de la position du lieu d'émission du photoélectron.

Le multiplicateur est formé de dynodes (10 à 15 suivant le PMT) portées à des potentiels électriques croissants. Lorsqu'un électron frappe une dynode, il y dépose son énergie en excitant sur son passage les électrons du milieu, ce qui conduit à la réémission de 3 à 5 électrons, dans des conditions normales d'utilisation. Le rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre d'électrons incidents est appelé le coefficient d'émission secondaire, ρ . Le gain M du photomultiplicateur est généralement compris entre 10^5 et 10^8 . Idéalement, M est relié au coefficient d'émission secondaire par la relation :

$$M = \rho^n \quad (1.7)$$

où n est le nombre de dynodes.

1.5.3 La photodiode à avalanche

Une photodiode à avalanche (APD) peut être utilisée pour détecter de la lumière (visible, infrarouge ou ultraviolette), ainsi que pour détecter des rayonnements ionisants tels que des rayons β , α ou X. En revanche, les rayons γ sont trop pénétrants pour pouvoir être détectés directement par une APD de manière efficace. Ainsi, en TEP, les APD sont utilisées en tant que photodétecteur couplé à un scintillateur. Tout comme les PMT, les APD possèdent un étage de multiplication interne du signal.

Jonction $p-n$

Une jonction $p-n$ est, par définition, le contact entre une région de type p et une région de type n d'un même cristal semi-conducteur ne présentant pas de discontinuité dans son réseau. Les atomes constituant le réseau cristallin d'un semi-conducteur sont tétravalents. L'introduction d'atomes pentavalents (atomes de phosphore, par exemple), dans une région du cristal, engendre une région dite, de type n . Les atomes pentavalents s'ionisent positivement et donnent chacun un électron qui est libre de se mouvoir dans le cristal. Une région de type p est une région dans laquelle on a introduit des atomes trivalents (atomes de bore, par exemple). Les atomes trivalents s'ionisent négativement et génèrent chacun un trou qui est libre de se mouvoir dans le cristal.

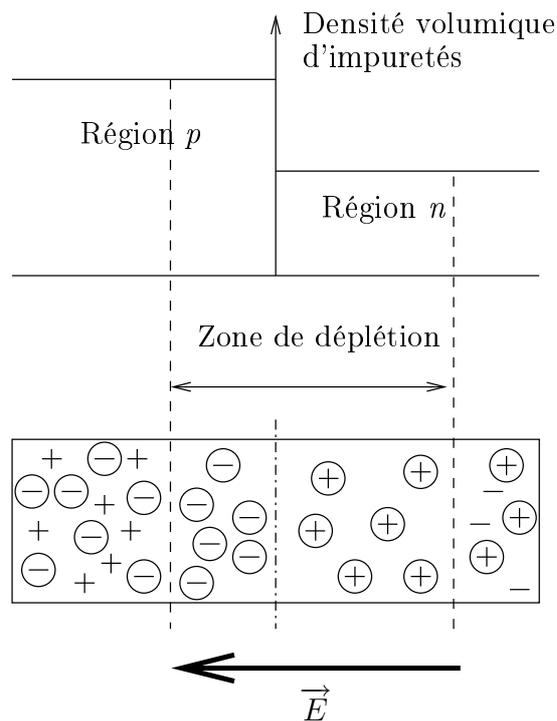


FIG. 1.6 – Illustration du mécanisme de formation du champ électrique dans la région de déplétion d'une jonction $p-n$. Les charges fixes (impuretés ionisées) sont représentées avec un cercle.

Dans une jonction p - n , du fait de la continuité du réseau cristallin, le gaz de trous de la région p et le gaz d'électrons de la région n ont tendance à uniformiser leur concentration dans tout le volume à disposition. Cependant, la diffusion des trous vers la région n et celle des électrons vers la région p génèrent, de part et d'autre de la jonction, deux charges d'espace fixes, de même valeur absolue et de signe opposé, qui constituent un dipôle électrique. Ce dipôle engendre un champ électrique, \vec{E} , dirigé de la région n vers la région p . La région dans laquelle la neutralité n'est pas satisfaite est appelée zone de déplétion. Cette région est désertée par les porteurs de charge libres à cause du champ électrique qui y règne et toutes les impuretés sont ionisées. La densité de charge d'espace est donc proportionnelle à la densité des atomes dopeurs. De ce fait, la courbe de charge d'espace se confond avec la courbe de concentration des atomes dopeurs. La figure 1.6 présente la formation du champ électrique dans la région de déplétion d'une jonction p - n .

Principe de fonctionnement des photodiodes

Les photodiodes sont fabriquées à partir de matériaux semi-conducteurs. Les semi-conducteurs les plus couramment utilisés sont le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs). Le domaine spectral des photodiodes au Si s'étend de 250 nm à 1100 nm tandis que celui des photodétecteurs au GaAs s'étend de 800 nm à 2,0 μm . Pour détecter la lumière produite par les scintillateurs, dont la longueur d'onde s'étend entre 350 nm et 500 nm, on utilise donc des photodiodes au Si.

Dans un semi-conducteur, l'absorption d'un photon donne lieu à la création d'une paire électron-trou, à condition que l'énergie du photon, $h\nu$, soit supérieure à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur. Lorsque les trous et les électrons se déplacent en directions opposées, un courant traverse le semi-conducteur. Le défi est donc de collecter les porteurs de charges générés, avant qu'ils n'aient le temps de se recombiner. Ceci est réalisé dans les diodes à jonction de structure p - n ou p - i - n , par exemple. La région appelée i correspond à une région non dopée.

Dans une diode à jonction p - n , la lumière entre par la région p . L'absorption de la lumière engendre une diminution de l'intensité lumineuse exponentiellement décroissante suivant la profondeur d'interaction. Les photons absorbés dans la zone de déplétion produisent des électrons et des trous qui sont immédiatement séparés et entraînés aux extrémités de la jonction par le champ électrique. En revanche, les charges libres générées en dehors de la zone de déplétion n'induisent pas de signal aux électrodes car elles se déplacent aléatoirement et finissent par se recombiner, soit directement, soit à travers une impureté.

L'application d'une tension inverse sur la diode (la région n est portée à un potentiel supérieur à celui de la région p .) engendre un élargissement de la zone de déplétion qui peut atteindre les extrémités de la diode. L'élargissement maximum de la zone de déplétion a pour conséquences positives de diminuer le temps de réponse de la diode, de diminuer sa capacité, et d'augmenter son efficacité quantique. Si le champ électrique qui règne dans la zone de déplétion est suffisamment élevé, les porteurs de charge peuvent acquérir suffisamment d'énergie cinétique pour créer d'autres paires électron-trou, par collision sur des atomes de Si, ce qui donne lieu à un processus d'avalanche.

Structure d'une APD

Chaque APD, quelque soit sa structure, possède un espace de conversion, dans lequel les charges primaires sont créées, et un espace de multiplication où se produit l'avalanche. En effet, il est important que toutes les charges primaires subissent la même multiplication, indépendamment de la profondeur d'absorption des photons, sans quoi il en résulterait une très grosse variance de multiplication.

La figure 1.7 présente la structure *reach-through* la plus courante. Les paires électron-trou sont créées dans la région de champ électrique faible. Puis, les électrons dérivent vers la région de multiplication. Les charges primaires contribuent très peu au signal. Avec ce type d'APD, ce sont essentiellement les trous créés lors de la multiplication qui induisent le courant aux électrodes, car ils traversent une différence de potentiel beaucoup plus large que les électrons secondaires.

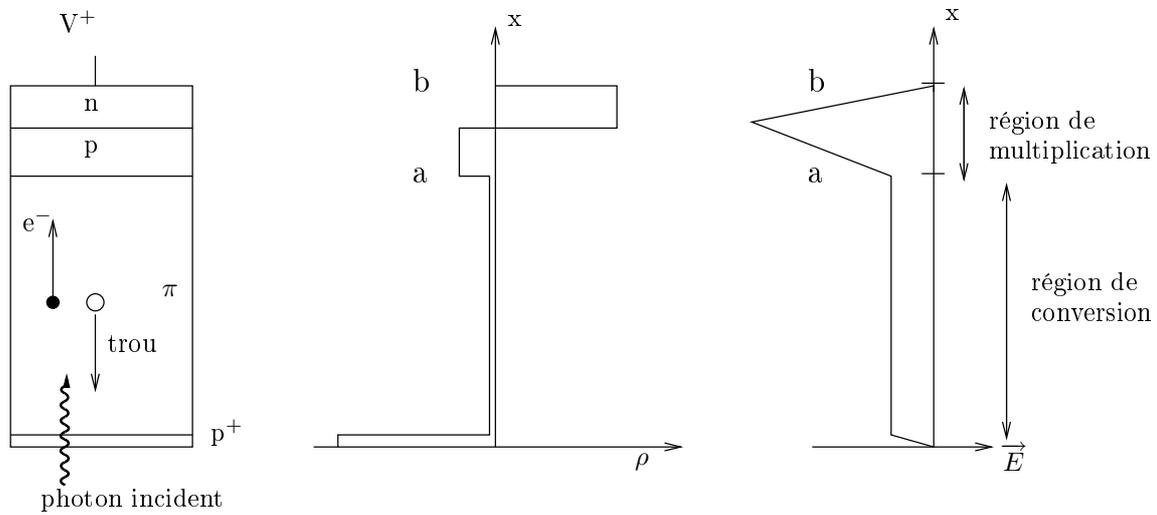


FIG. 1.7 – Sont représentés de la gauche vers la droite : la structure d'une APD de type *reach-through*, le profil de la densité de la charge et le profil du champ électrique le long de l'APD.

Caractéristiques d'une APD

On appelle, l'efficacité quantique η , le rapport entre le nombre de paires primaires électron-trou créées (non piégées par des impuretés) et le nombre de photons incidents. L'efficacité quantique peut s'exprimer comme :

$$\eta = (1 - r)(e^{-\sigma d_{p^+}})(1 - e^{-\sigma d_{\pi}}) \quad (1.8)$$

où r est la réflectivité de la face d'entrée et σ est le coefficient d'absorption des photons incidents dans le Si [21]. d_{p^+} et d_{π} sont respectivement les largeurs des régions p^+ et π (région non dopée). L'expression $e^{-\sigma d_{p^+}}$ représente la fraction de photons non absorbés dans la couche p^+ , zone dans laquelle le champ électrique est trop faible pour assurer la collecte des paires électron-trou. L'expression $1 - e^{-\sigma d_{\pi}}$ représente quant à elle, la fraction des photons absorbés dans la région déplétée qui précède la région de multiplication. La probabilité, très faible, de capture électronique des paires électron-trou créées dans la zone de déplétion n'est pas prise en compte dans l'expression de l'efficacité quantique.

Le facteur de multiplication (ou gain) M de l'APD est défini comme le nombre total de paires électron-trou créées, divisé par le nombre de paires électron-trou primaires. A partir d'un champ électrique supérieur à environ 10^5 V/cm, les porteurs de charge peuvent recevoir suffisamment d'énergie pour ioniser des atomes de Si et ainsi créer de nouvelles paires électron-trou [22]. Le nombre moyen de paires électron-trou créées par un porteur de charge par unité de distance est appelé, coefficient d'ionisation. Les coefficients d'ionisation α et β des électrons et des trous augmentent avec le champ électrique et diminuent avec la température [23]. En effet, l'augmentation de la température augmente la fréquence des collisions avec les atomes de Si, ce qui diminue la probabilité, pour les porteurs de charge, de gagner l'énergie nécessaire à l'ionisation. Le rapport d'ionisation k est un paramètre important pour la caractérisation d'une APD.

$$k = \frac{\beta}{\alpha} \quad (1.9)$$

Dans le Si, k augmente avec l'intensité du champ électrique. Sa valeur est comprise entre 0 et 1. Lorsque les trous ne produisent pas d'ionisation ($k \ll 1$), l'avalanche se développe à sens unique, de la région p vers la région n et celle-ci se termine lorsque tous les électrons ont franchi la région de multiplication. En revanche, lorsque les trous produisent des ionisations ($k > 0,001$), il apparaît un processus de régénération de l'avalanche qui augmente significativement la variance relative de multiplication. Pour des valeurs élevées du rapport d'ionisation ($k > 0,1$), il est possible que l'APD entre dans un régime d'avalanche ininterrompu rendant le gain infini. La tension à laquelle l'APD entre dans ce régime est appelée tension de claquage. Lorsque toutes les paires électron-trou sont créées en amont de la région de multiplication, M vaut [24]

$$M = \frac{1}{1 - \int_a^b \alpha(x) e^{-\int_a^x (\alpha(x) - \beta(x)) dx'} dx} \quad (1.10)$$

A la tension de claquage, on a donc :

$$\int_a^b \alpha(x) e^{-\int_a^x (\alpha(x) - \beta(x)) dx'} dx = 1 \quad (1.11)$$

Dans le cas où $\beta = 0$ et lorsque le champ électrique est constant dans la région de multiplication, l'équation 1.10 se réduit à :

$$M = e^{\alpha(b-a)} \quad (1.12)$$

On appelle facteur de bruit de multiplication F , la quantité suivante :

$$F = 1 + \frac{\sigma_M^2}{M^2} \quad (1.13)$$

où σ_M^2 est la variance de multiplication. Appelons $M(x)$ la multiplication moyenne produite par une paire électron-trou générée à la position x :

$$M(x) = \frac{e^{-\int_a^x (\alpha(x') - \beta(x')) dx'}}{1 - \int_a^b \alpha(x') e^{-\int_a^{x'} (\alpha(x'') - \beta(x'')) dx''} dx'} \quad (1.14)$$

D'après le modèle développé par R. J. MacIntyre [25], F peut s'exprimer en fonction de M comme :

$$F = k_{eff} M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) (1 - k_{eff}) \quad (1.15)$$

où

$$k_{eff} = (k_2 - k_1^2) / (1 - k_2) \quad (1.16)$$

avec

$$k_1 = \frac{\int_a^b \beta(x) M(x) dx}{\int_a^b \alpha(x) M(x) dx} \quad (1.17)$$

et

$$k_2 = \frac{\int_a^b \beta(x) M^2(x) dx}{\int_a^b \alpha(x) M^2(x) dx} \quad (1.18)$$

Si k est constant en tout point de la région de multiplication, alors $k_{eff} = k$. Dans le cas où les trous ne contribuent pas à la multiplication ($\beta = 0$), le facteur de bruit de multiplication s'écrit simplement $F = 2 - 1/M$. Dans ce modèle, on fait l'hypothèse que la zone de multiplication est très large en comparaison de la distance moyenne parcourue par les électrons, entre deux ionisations. Si cette condition n'est pas remplie, F peut être inférieur à la valeur fournie par l'équation 1.15.

Placée dans l'obscurité, une APD produit un courant i_d appelé courant d'obscurité. Ce courant est composé de deux parties. La première correspond à un courant de fuite i_{ds} , appelé courant de surface, qui circule sur la surface de l'APD. La seconde correspond à la création de paires électron-trou par excitation thermique. La partie du courant généré en amont de la région de multiplication, i_{dv} , subit une multiplication, tandis que celle générée en aval, i'_{dv} ne subit pas de multiplication. Ainsi,

$$i_d = i_{ds} + i_{dv} M + i'_{dv} \quad (1.19)$$

La probabilité qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction est proportionnelle à $T^{3/2} e^{-E/k_B T}$, où E est la largeur de la bande interdite du semi-conducteur. Par conséquent, i_{dv} , i'_{dv} , et donc i_d , augmentent significativement avec la température.

Avantages et inconvénients des APD par rapport aux PMT en TEP

Aux longueurs d'ondes de la lumière de scintillation des cristaux utilisés en TEP, les APD ont une efficacité quantique comprise entre 50% et 90% qui est bien supérieure à celle des PMT (15%-25%). Par conséquent, lorsque le nombre de photons de scintillation produits pour chaque interaction de rayon γ est petit, les APD offrent une meilleure résolution en énergie que les PMT. Elles sont beaucoup plus compactes que les PMT, ce qui permet de réaliser un couplage direct avec les cristaux tout en ayant un faible espace entre les éléments de détection. Leur prix est susceptible de diminuer bien en dessous du prix d'un PMT. Enfin, contrairement aux PMT, les APD peuvent fonctionner dans un champ magnétique intense, jusqu'à 9,4 T [26], ce qui est intéressant dans la perspective d'un couplage entre un scanner TEP et un instrument d'imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM). En revanche, les APD ont une faible multiplication interne de l'ordre de 10^2 - 10^3 , en comparaison avec celle des PMT qui est de l'ordre de 10^6 . Ainsi, les APD présentent l'inconvénient de nécessiter l'usage d'un préamplificateur de charge générant lui-même un bruit électronique. De plus, leur variance de multiplication est nettement plus grande que celle des PMT. Par ailleurs, à leur point de fonctionnement, les APD présentent un fort coefficient de variation en température et en tension. Elles nécessitent donc une régulation en température ainsi qu'une alimentation en tension très stable.

1.5.4 Mesure de l'énergie

Un diagramme schématique de l'équipement qui peut être utilisé pour mesurer l'énergie de rayonnements nucléaires est présenté dans la figure 1.8. Dans le cas où l'on utilise une APD, le signal de sortie du détecteur correspond à des impulsions de courant. Le préamplificateur de charge a pour fonction d'intégrer la charge contenue dans chaque impulsion et de fournir en sortie une tension d'amplitude proportionnelle à cette charge. Dans le cas où l'on utilise un PMT, il n'est pas nécessaire d'employer un préamplificateur de charge. Le courant de sortie du PMT est simplement passé dans un circuit de charge. L'amplificateur fournit un gain en tension et met en forme le signal. Celui-ci est alors numérisé par un convertisseur analogique numérique (ADC).

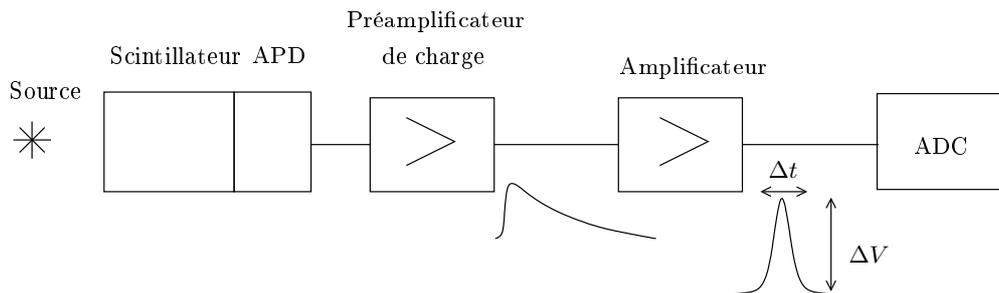


FIG. 1.8 – Schéma d'une chaîne de spectrométrie γ . Les impulsions de sortie du préamplificateur de charge ont une largeur de l'ordre de 1 ms et leurs amplitudes sont de l'ordre de 10 mV. Les signaux de sortie de l'amplificateur ont une amplitude ΔV de l'ordre du Volt, leur largeur Δt est de l'ordre de 1 μ s et leur forme est plus ou moins gaussienne.

La figure 1.9 présente un spectre en énergie typique fourni par un détecteur à scintillation

exposé à un rayonnement monoénergétique de photons d'énergie inférieure à 1022 keV (pas de création de paires électron-positron). Les photons interagissent dans le scintillateur soit par effet photoélectrique, soit par effet Compton. Si une interaction de nature photoélectrique se produit, l'énergie déposée dans le cristal est égale à l'énergie du photon incident. Les interactions photoélectriques font apparaître un pic sur le spectre en énergie. En revanche, s'il se produit une diffusion Compton et que le photon diffusé s'échappe du cristal, l'énergie déposée dans le cristal est égale à l'énergie de l'électron Compton, donnée par

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos\theta)}{m_e c^2 + E_\gamma(1 - \cos\theta)} \quad (1.20)$$

où θ est l'angle de diffusion du photon, E_γ est l'énergie du photon incident et E'_γ est l'énergie du photon diffusé. La diffusion pouvant se produire à n'importe quel angle, l'énergie de l'électron diffusé est distribuée entre 0, pour une diffusion à 0° , et $2E_\gamma^2/(m_e c^2 + 2E_\gamma)$, pour une diffusion à 180° . Les diffusions Compton font apparaître un continuum sur le spectre en énergie appelé, plateau Compton. Le plateau Compton s'étend de 0 à un maximum appelé, saut Compton. Le plateau n'est pas plat car la probabilité de diffusion Compton varie avec l'angle de diffusion. Lorsque le volume du scintillateur est élevé, il peut se produire des diffusions Compton multiples qui ont tendance à remplir l'espace entre le flanc Compton et le pic photoélectrique.

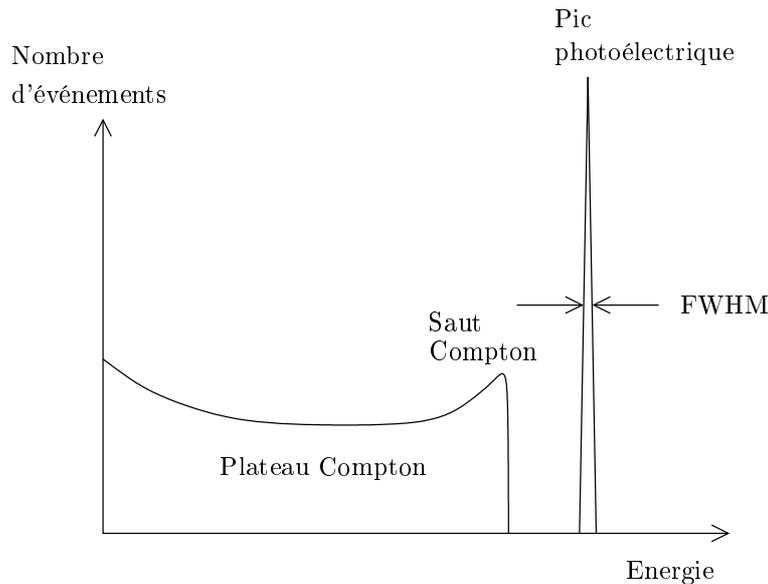


FIG. 1.9 – Réponse typique d'un détecteur soumis à un rayonnement γ monoénergétique.

La largeur du photopic reflète les nombreuses sources de fluctuation du signal présentes dans la chaîne de spectrométrie. La résolution en énergie d'un détecteur, R , est définie comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur ΔE , et le centre de gravité E d'un pic situé sur le spectre en énergie. R est habituellement mesurée sur le pic photoélectrique.

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (1.21)$$

1.5.5 Résolution en énergie d'un détecteur à scintillation

Le modèle présenté dans la figure 1.10 tient compte des principales sources de fluctuations du signal présentes dans une chaîne de spectrométrie à scintillation. N est le nombre de photons créés dans le scintillateur, p est la fraction du nombre de photons de scintillation collectés à la photocathode, η est l'efficacité quantique et M est le gain du photodétecteur.

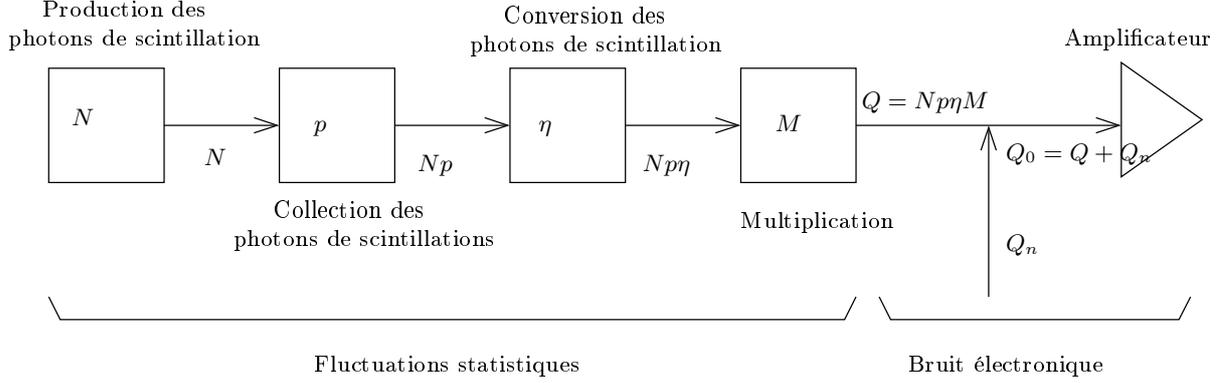


FIG. 1.10 – Sources de fluctuations du signal dans un détecteur à scintillation.

La charge de sortie du photodétecteur, Q , est donnée par :

$$Q = Np\eta M \quad (1.22)$$

On note respectivement \bar{x} , σ_x et ν_x , la moyenne, l'écart-type et la variance relative ($\nu_x = \sigma_x^2/\bar{x}^2$) d'une variable aléatoire x . Les processus de fluctuations étant indépendants, la charge moyenne collectée est donnée par :

$$\bar{Q} = \bar{N}\bar{p}\bar{\eta}\bar{M} \quad (1.23)$$

On appelle, \bar{p} , l'efficacité de la collecte des photons. $\bar{\eta}$ est l'efficacité quantique du photodétecteur. Pour une telle cascade de processus aléatoires [27], ν_Q s'écrit :

$$\nu_Q = \nu_N + \frac{\nu_p}{\bar{N}} + \frac{\nu_\eta}{\bar{N}\bar{p}} + \frac{\nu_M}{\bar{N}\bar{p}\bar{\eta}} \quad (1.24)$$

En utilisant les relations présentées dans le tableau 1.4, la variance relative ν_Q peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \nu_Q &= \nu_N + \frac{1}{\bar{N}} \left(\frac{1 - \bar{p}}{\bar{p}} + \frac{1 - \bar{\eta}}{\bar{p}\bar{\eta}} + \frac{\nu_M}{\bar{p}\bar{\eta}} \right) \\ &= \nu_N + \frac{1}{\bar{N}} \left(\left(\frac{1}{\bar{p}} - 1 \right) + \left(\frac{1}{\bar{p}\bar{\eta}} - \frac{1}{\bar{p}} \right) + \frac{\nu_M}{\bar{p}\bar{\eta}} \right) \\ &= \left(\nu_N - \frac{1}{\bar{N}} \right) + \frac{1 + \nu_M}{\bar{N}\bar{p}\bar{\eta}} \\ &= \frac{1 + \nu_M}{\bar{N}\bar{p}\bar{\eta}} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Variable aléatoire	Loi de distribution	Variance relative
N	poissonienne	$\nu_N = \frac{1}{N}$
p	binomiale	$\nu_p = \frac{1-\bar{p}}{\bar{p}}$
η	binomiale	$\nu_\eta = \frac{1-\bar{\eta}}{\bar{\eta}}$
M (APD)	\approx gaussienne ^a	ν_M peut être mesurée ou calculée.
M (PMT)	\approx gaussienne ^b	$\nu_M \approx \frac{1}{\delta_1} \frac{\delta}{\delta-1} \approx 0.1^c$

TAB. 1.4 – Lois de distribution des différentes sources de fluctuations statistiques.

^aà condition que le nombre de photoélectrons soit élevé et que $\beta = 0$

^bà condition que le nombre de photoélectrons soit élevé

^c δ_1 est le coefficient d'émission secondaire de la première dynode et δ le coefficient d'émission secondaire des dynodes suivantes.

A l'entrée de l'amplificateur, la variance σ_Q^2 s'ajoute quadratiquement à la charge équivalente de bruit, ENC , qui correspond à la charge devant être injectée à l'entrée de l'amplificateur pour que le signal de sortie ait une amplitude égale à la valeur efficace du signal de sortie généré par le bruit électronique. Ainsi, la variance de la charge d'entrée de l'amplificateur vaut

$$\sigma_{Q_0}^2 = \sigma_Q^2 + ENC^2 \quad (1.26)$$

et donc,

$$\nu_{Q_0} = \frac{1 + \nu_M}{N\bar{p}\bar{\eta}} + \left(\frac{ENC}{N\bar{p}\bar{\eta}\bar{M}} \right)^2 \quad (1.27)$$

Si l'on fait l'hypothèse que les sources de fluctuation sont symétriques et indépendantes, on peut montrer que la fonction de réponse du détecteur tend vers une distribution gaussienne. Dans ce cas, la largeur à mi-hauteur $FWHM$ de la distribution est liée à l'écart-type σ de la distribution par la relation $FWHM = 2,35\sigma$ et la résolution en énergie vaut

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{1 + \nu_M}{N\bar{p}\bar{\eta}} + \left(\frac{ENC}{N\bar{p}\bar{\eta}\bar{M}} \right)^2} \quad (1.28)$$

Cette résolution en énergie est généralement inférieure à la résolution mesurée car il existe plusieurs sources de fluctuations qui n'ont pas été prises en compte dans le développement précédent :

- Les inhomogénéités du cristal (distribution inhomogène des ions activateurs ou défauts dans le cristal) engendrent des variations locales et non linéaires de la quantité de lumière produite.
- La collecte de la lumière de scintillation peut dépendre du lieu de production de la lumière de scintillation dans le cristal. Ce phénomène peut être dû à une mauvaise uniformité de la photocathode, à une mauvaise transmission de lumière de scintillation à travers le cristal ou à une non uniformité de la réflectivité du matériau qui entoure le cristal.

Les contributions de ces deux sources de fluctuation à la résolution en énergie sont appelées résolution intrinsèque du cristal R_i et résolution de transfert R_t . R_i et R_t s'ajoutent quadratiquement à la résolution en énergie fournie par l'équation 1.28.

Le bruit électronique avec une APD

Négligeable avec un PMT, la contribution du bruit électronique à la résolution en énergie est en revanche significative avec une APD. La charge équivalente de bruit à l'entrée du préamplificateur vaut :

$$ENC^2 = ENC_{APD}^2 + ENC_{amp}^2 \quad (1.29)$$

où

$$ENC_{APD}^2 = 2q_e[i_{ds} + i'_{dv} + Fi_{dv}M^2]\tau a_1 \quad (1.30)$$

$$ENC_{amp}^2 = 4k_B T \frac{2}{3} \frac{(C_d + C_t)^2}{g_m} \frac{1}{\tau} a_2 \quad (1.31)$$

avec

$$a_1 = \frac{1}{2\tau h_{max}^2} \int (h^2(t) dt) \quad (1.32)$$

$$a_2 = \frac{\tau}{2h_{max}^2} \int \left(\frac{dh(t)}{dt} \right)^2 dt \quad (1.33)$$

La fonction $h(t)$ est la fonction de réponse de l'amplificateur, h_{max} est le maximum de la fonction de réponse, et τ est l'intervalle de temps qui sépare le début de l'impulsion de son maximum. Les coefficients a_1 et a_2 sont sans dimension et valent environ 1 pour les mises en formes classiques du signal. Le premier terme noté ENC_{APD} représente le bruit associé au courant d'obscurité de l'APD et le second terme noté ENC_{amp} représente le bruit du préamplificateur de charge. On suppose ici que le bruit du préamplificateur est entièrement dû au bruit thermique sur le canal de conduction du premier transistor FET (transistor à effet de champ) du préamplificateur. C_t est la capacité de l'électrode de porte du FET, g_m est la transconductance du FET, C_d est la capacité de l'APD et des câbles de connexion reliant l'APD et le préamplificateur, et T est la température absolue.

Comme ENC_{APD}^2 et ENC_{amp}^2 sont respectivement proportionnelles à τ et $1/\tau$, il existe une mise en forme du signal permettant de minimiser ENC . La mise en forme est optimale lorsque ENC_{APD} est égale à ENC_{amp} .

1.6 Evolution des scanners TEP

Depuis leur apparition dans les années 1960, les scanners TEP ont été essentiellement destinés à des applications cliniques sur l'homme. Ce n'est que récemment, à partir du milieu des années 1990, que des scanners spécifiquement dédiés à l'imagerie pour petits animaux ont été réalisés. Cette section rappelle les principales étapes qui ont marqué l'évolution des scanners cliniques. Elle fournit également un aperçu des technologies employées pour la détection des γ , à travers la présentation de sept scanners pour petits animaux. Cette présentation fait aussi apparaître les avantages et les inconvénients des différentes technologies et elle rend compte de l'évolution des performances des scanners pour petits animaux durant cette dernière décennie.

1.6.1 Les scanners cliniques

Les premières caméras à positron ont été construites dans les années 1960 et au début des années 1970 [28,29]. Ces scanners étaient constitués de cristaux de NaI(Tl) lus individuellement par des PMT. Les cristaux étaient disposés dans un même plan en formant un hexagone ou un cercle. Ces scanners permettaient d'imager une seule coupe transverse et leur résolution spatiale s'élevait à 10-15 mm. Afin d'augmenter la couverture axiale, des systèmes comportant un empilement de plusieurs anneaux de détection furent alors développés. Dans les années 1970, un nouveau scintillateur comportant un numéro atomique effectif plus élevé que celui du NaI(Tl) a été développé, le germanate de bismuth, ou BGO. Ce cristal a constitué pendant deux décennies le meilleur compromis entre le pouvoir d'arrêt, la luminosité, la rapidité et le prix. Le premier scanner réalisé avec du BGO a été développé en 1978 [30].

L'apparition des détecteurs en bloc [31], dans le milieu des années 1980, a permis de réduire le coût des scanners et d'améliorer leur résolution spatiale. Aujourd'hui encore, la plupart des scanners utilisés en milieu clinique sont constitués de détecteurs en bloc. Ces blocs de BGO comportent des stries formant un réseau de 8 x 8 petits cristaux (Figure 1.11). La position du cristal d'interaction est déterminée en analysant le partage de lumière entre les quatre PMT sur lesquels est couplé le bloc (logique Anger). La profondeur des entailles entre les cristaux est optimisée de manière à ce que le partage de lumière entre les PMT soit spécifique à chaque cristal. Par rapport à un montage où chaque cristal est couplé individuellement à un PMT, le montage en bloc présente l'avantage de diminuer d'un facteur 16 le nombre de PMT. En revanche, il présente l'inconvénient d'augmenter d'un facteur 64 le taux d'événement par PMT, ce qui diminue d'un même facteur la bande passante d'acquisition des événements, à cause du temps mort de l'électronique de lecture des PMT. De plus, cela engendre des problèmes d'empilement des impulsions pour des fortes activités.

Jusque vers la fin des années 1980, des collimations en alliage de tungstène de plomb étaient positionnées entre les anneaux de détection : les septa. Ces septa avaient pour but, d'une part, d'absorber les photons diffusés en dehors des plans transverses, et d'autre part, de restreindre la détection aux paires de photons émis dans ces plans. A cette époque, ces deux fonctions étaient essentielles puisqu'il n'existait ni d'algorithme pour la correction des événements diffusés ni d'algorithme pour la reconstruction 3D.

Dans le début des années 1980, des algorithmes de reconstruction 3D furent développés pour des scanners utilisant des chambres à fils [32]. Ils furent ensuite adaptés aux scanners en forme de cylindre tronqué [33]. D'autre part, au début des années 1990, plusieurs algorithmes de correction pour la diffusion furent développés, et des résultats montrèrent que le bruit de fond en tomographie 3D, après correction pour la diffusion, peut être réduit en dessous du

niveau de bruit généralement accepté en tomographie 2D (sans correction) [34]. Ainsi, à partir du milieu des années 1990, la plupart des scanners TEP commerciaux produits étaient soit munis de septa rétractables, soit dédiés spécifiquement à la tomographie 3D.

La TEP 3D présente l'avantage, par rapport à la TEP 2D, de mesurer non seulement les événements directement dans les plans de coupe, mais également des événements obliques aux plans de coupe. Ainsi, le passage de la TEP 2D à la TEP 3D permet d'augmenter d'environ un facteur cinq la sensibilité d'un scanner. La figure 1.12 montre les différences entre la TEP 2D et 3D.

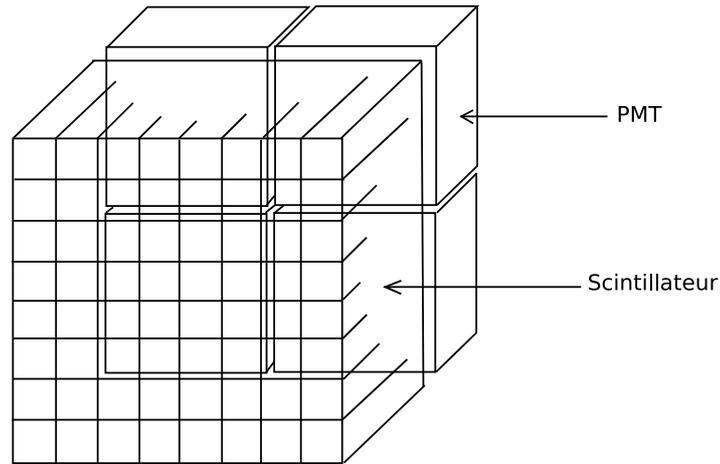


FIG. 1.11 – Détecteur en bloc constitué d'un cristal dont les stries forment un réseau de 8 x 8 éléments de détection. Le cristal est couplé à 4 PMT sur lesquels se répartit la lumière de scintillation. L'analyse des signaux de sortie des PMT permet d'identifier la position des événements.

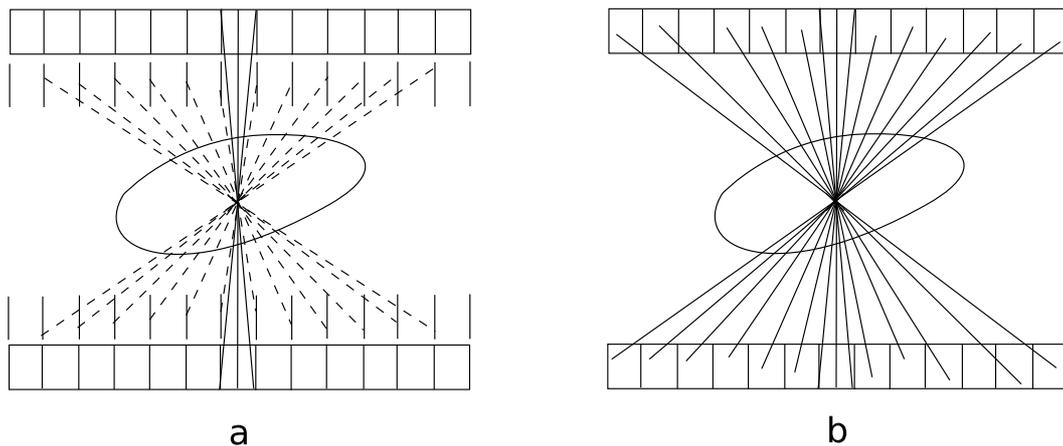


FIG. 1.12 – Section axiale de scanners fonctionnant en mode 2D (a) et 3D (b). En mode 2D, les anneaux de détection sont munis de septa qui absorbent les photons émis en dehors des plans transaxiaux (trajectoires marquées avec un trait discontinu). En mode 3D, les événements obliques sont mesurés.

1.6.2 Les scanners pour petits animaux

Le premier scanner TEP dédié aux petits animaux (RATPET) a été réalisé en 1995 [35]. Ce prototype possède un anneau de détection de 12 cm de diamètre constitué par des détecteurs BGO en bloc développés pour un scanner clinique. Son champ de vue axial est de 50 mm et le système fonctionne en mode 3D. Sa sensibilité est relativement élevée. Au centre du champ de vue, elle vaut 4,3%. Ce système a permis, pour la première fois, de valider le concept de scanner pour petits animaux. De nombreuses études portant sur les neurorécepteurs dans le cerveau de rat ont été réalisées sur ce scanner, en particulier, des études dynamiques nécessitant l'injection de très faible quantité de traceur spécifique au système dopaminergique [36]. Cependant, l'erreur de parallaxe dégrade fortement sa résolution spatiale lorsqu'on s'éloigne de l'axe du scanner. Tandis qu'au centre du scanner la résolution volumétrique est de 26 mm^3 , elle s'élève à 149 mm^3 à 4 cm de son axe. A partir du milieu des années 1990, le développement de nouveaux modules de détection est devenu un champ de recherche très actif.

Le scanner TEP développé à l'université de Sherbrooke fut le premier système TEP à remplacer les PMT par des photodétecteurs à semi-conducteur [37]. Ses modules de détection sont constitués d'un scintillateur de BGO de $3 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$ couplé à une APD. La résolution volumétrique mesurée au centre du champ de vue s'élève à 14 mm^3 . La sensibilité vaut 0,51% au centre du champ de vue. Seuls deux anneaux de détection furent installés. Le système fonctionne donc en mode 2D.

Un scanner basé sur un scintillateur de perovskite d'yttrium (YAP) a été développé par le centre de recherche de Jülich (Allemagne) [38]. Le scanner TierPET utilise une matrice de cristaux de $2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$ couplés à un tube photomultiplicateur sensible à la position (PSPMT). Quatre de ces détecteurs sont montés sur un portique. La distance séparant les détecteurs peut être adaptée en fonction de la taille de l'animal à imager. Pour un espace entre les détecteurs de 16 cm, la résolution spatiale volumétrique et la sensibilité au centre du champ de vue s'élèvent respectivement à 9 mm^3 et 0,32%.

En 1996, un scanner combinant des cristaux de BaF_2 et une chambre à fils photosensible a été réalisée à l'université de Bruxelles [39]. La composante ultraviolette de la lumière de scintillation génère des photoélectrons dans la région de conversion du détecteur en ionisant des molécules de TMAE [40]. Les photoélectrons dérivent ensuite vers une région de multiplication à deux étages. La résolution spatiale et la sensibilité de ce scanner s'élèvent respectivement à 10 mm^3 et 3,5% au centre du champ de vue. Ce système basé sur des photodétecteurs à gaz présente l'avantage d'être relativement bon marché. En revanche, il ne permet pas de réaliser une discrimination en énergie des photons détectés. D'autre part, la faible vitesse de dérive des photoélectrons dans la région de conversion nécessite l'usage d'une large fenêtre de coïncidence de 50 ns, ce qui génère un taux de coïncidences fortuites élevé.

Actuellement, le tomographe fournissant la meilleure résolution spatiale intrinsèque est basé sur des chambres à avalanches de hautes densités HIDAC [41]. Ses modules de détections ont une résolution spatiale intrinsèque inférieure au millimètre et fournissent la profondeur d'interaction des photons avec une précision de 3 mm. Le système commercial quadHIDAC à 32 modules a une résolution spatiale volumétrique de $1,2 \text{ mm}^3$ qui est uniforme dans tout le champ de vue [42]. L'efficacité de détection relativement basse des modules est compensée par une très grande couverture de l'angle solide autour de l'animal. Ainsi, la sensibilité absolue du scanner s'élève à 1,5%. Cependant, les détecteurs HIDAC présentent l'inconvénient de fournir des signaux dont l'amplitude n'est pas proportionnelle à l'énergie des photons détectés. Il n'est donc pas possible de discriminer les photons diffusés. Bien que l'efficacité de ces détecteurs

diminue pour les photons de basse énergie (les photons de moins de 200 keV ne sont pas détectés), 37% des coïncidences mesurées sont diffusées. Lorsque le sujet d'observation est une souris, seulement 5% des coïncidences mesurées sont diffusées dans l'animal, tandis que 32% des coïncidences mesurées sont diffusées à l'intérieur des détecteurs. De plus, les détecteurs HIDAC ont un temps de réponse relativement lent qui nécessite l'usage d'une fenêtre de coïncidence large, de 80 ns, ce qui engendre un taux de coïncidences fortuites élevé.

Le premier tomographe utilisant du LSO, MicroPET, a été construit par S. Cherry [43]. Ce prototype a donné lieu à deux versions commerciales de scanner : microPET-P4 [44] et microPET-R4 [45]. Actuellement, deux nouvelles versions de ces tomographes offrent une meilleure résolution spatiale : microPET-FOCUS-220 [46] et microPET-FOCUS-120 [47]. Ces deux derniers tomographes diffèrent l'un de l'autre par le diamètre de leur champ de vue, mais leurs modules de détection sont identiques. A ce jour, le tomographe pour petits animaux qui possède la plus haute sensibilité est le scanner microPET-FOCUS-F120. Ses modules de détection sont constitués d'une matrice de 12 x 12 cristaux de LSO de 1,52 x 1,52 x 10 mm³. Le LSO présente une section efficace élevée pour l'effet photoélectrique à 511 keV. De plus, chaque cristal est couplé à un pixel d'un PS-PMT via un guide optique. Cette approche permet d'assurer un arrangement extrêmement compact des cristaux, en les éloignant physiquement des photodétecteurs, beaucoup plus volumineux. Elle permet aussi d'utiliser un réseau de cristaux dont le pas est plus petit que celui des pixels sur le photodétecteur. Le couplage indirect n'offre pas une collecte de lumière aussi bonne qu'un couplage directe. La résolution en énergie des détecteurs est cependant excellente grâce à la grande quantité de lumière que produit le LSO. La sensibilité et la résolution spatiale volumique de ce scanner s'élèvent respectivement à 7,1% et 5,34 mm³, au centre du champ de vue [47].

1.6.3 Les technologies du futur

Un nouveau photodétecteur appelé photomultiplicateur au silicium (SiPMT) est apparu récemment [48]. Il est constitué d'un réseau de cellules (jonctions p-n) dont la densité est d'environ 1000 par mm². Les cellules fonctionnent individuellement en mode Geiger, mais le détecteur fournit une réponse proportionnelle au nombre de photons détectés. Le signal de sortie est constitué par la somme des impulsions fournies par chaque cellule. Il n'y a pas de fluctuation de la multiplication et celle-ci est de l'ordre de 10⁵-10⁶. L'efficacité de détection des photons de scintillation est d'environ 20-30%. Elle est égale au produit de l'efficacité quantique de la surface active et du rapport entre la surface sensible et la surface totale. Le temps de résolution est de l'ordre de 100 ps [49]. Ses possibilités d'utilisation en TEP sont en cours d'étude.

De gros efforts ont été réalisés pour développer des semi-conducteurs ayant un numéro atomique effectif plus élevé que celui du silicium ou du germanium et pouvant fonctionner à température ambiante. Parmi eux figurent l'iodure de mercure (HgI₂), le tellure de cadmium (CdTe) ou le tellure de zinc-cadmium (CdZnTe). L'utilisation de cette technologie en TEP dédiée aux petits animaux est en train d'être étudiée [50, 51]. Le gros avantage des détecteurs à semi-conducteur par rapport aux détecteurs à scintillation est le fait qu'ils sont faciles à segmenter et que le pas de la pixellisation peut être choisi aussi petit qu'on le désire. Leur résolution en énergie est de l'ordre de 2% à 511 keV, ce qui permet, en cas d'interactions multiples, de déterminer la position de la première interaction. Malheureusement, le coefficient d'atténuation du CdZnTe est environ deux fois plus bas que celui du BGO. Ainsi, un scanner basé sur le CdZnTe doit posséder de nombreuses couches de détection, ce qui engendre un

nombre de canaux électroniques très élevé et nécessite le développement de circuits intégrés d'application spécifique (ASIC) de haute densité.

1.6.4 Les multimodalités

La combinaison de la TEP avec la tomodesitométrie à rayons X (TDM) [52] ou avec l'imagerie par résonance magnétique (IRM) [53] permet de compléter l'information fonctionnelle par une information anatomique de très haute résolution. Pour des acquisitions séparées, la fusion de l'image fonctionnelle avec l'image anatomique du cerveau est possible. La fusion d'images pour les autres parties du corps est plus problématique à cause des différences de positionnement du sujet, d'une scanographie à l'autre, et à cause des mouvements involontaires des organes internes. Ainsi, des systèmes pour petits animaux combinant deux modalités d'imagerie sont en développement. Acquérir simultanément l'information fonctionnelle et l'information anatomique d'un sujet permet de localiser précisément l'information fonctionnelle par rapport aux organes. Un autre avantage que l'on peut tirer de la modalité TEP/TDM est l'utilisation de l'image TDM pour réaliser une correction d'atténuation de l'image TEP [54], ce qui élimine la nécessité de réaliser une scanographie TEP séparée en transmission. La modalité TEP/IRM permet de corrélérer précisément l'image fonctionnelle avec l'image anatomique des tissus mous.

1.7 Les spécificités d'un scanner TEP dédié aux petits animaux

Une souris a une masse inférieure de 3 ordres de grandeur comparée à celle d'un homme (30 g et 70 kg respectivement). Ainsi, la taille des organes est environ 10 fois plus petite chez la souris que chez l'homme. Afin de pouvoir aborder chez la souris les mêmes questions biologiques que celles abordées chez l'homme, il est nécessaire d'utiliser un scanner dont la résolution spatiale est environ 10 fois meilleure que celle d'un scanner utilisé chez l'homme. Ainsi, l'amélioration de la résolution spatiale constitue le principal défi de l'imagerie TEP appliquée aux petits animaux.

L'amélioration de la résolution spatiale est conditionnée d'une part, par la diminution de la taille des éléments de détection, et d'autre part, par l'augmentation du nombre d'événements détectés. Pour conserver un niveau de bruit constant, une amélioration de la résolution spatiale d'un facteur a doit s'accompagner d'une augmentation du nombre d'événements détectés d'un facteur a^4 [55].

La solution qui consiste à augmenter la durée des scanographies pour augmenter la statistique n'est efficace qu'avec les isotopes dont la demi-vie n'est pas trop courte tels que le ^{18}F , le ^{68}Ga et le ^{11}C . D'autre part, si l'on souhaite réaliser des images dynamiques, notamment dans le cas de l'étude de la cinétique d'un médicament, il convient de mettre en oeuvre d'autres solutions pour augmenter la statistique.

La sensibilité d'un scanner est définie comme la fraction des désintégrations mesurées comme des coïncidences vraies. Dans certaines situations, il est possible de palier au manque de sensibilité en augmentant la quantité de traceur injecté. C'est par exemple le cas lorsqu'on utilise du FDG pour étudier le métabolisme du glucose. Dans ce cas, le temps mort de l'électronique de lecture des modules de détection et la bande passante de l'électronique d'acquisition de données peuvent devenir des facteurs limitatifs au niveau de la qualité de l'image reconstruite. Il est donc important de diminuer autant que possible le temps mort du scanner. Malheureusement, le taux de coïncidences fortuites augmente suivant le carré de

l'activité tandis que le taux de coïncidences vraies n'augmente que linéairement avec l'activité. Ainsi, pour un nombre donné de coïncidences vraies mesurées, le rapport signal sur bruit de l'image reconstruite est d'autant plus bas que l'acquisition est réalisée en présence d'une forte activité.

La quantité de traceur injectée dans le sujet ne doit cependant pas perturber le processus biologique étudié. Pour l'imagerie des récepteurs, par exemple, le taux maximal d'occupation des récepteurs étudiés par les molécules du traceur est habituellement fixé à 1%. Ainsi, lorsque le radioligand présente une forte affinité avec les récepteurs, la quantité de traceur injectable est fortement limitée [56].

Dans le traceur, seule une fraction des molécules sont marquées radioactivement. L'activité spécifique d'un traceur indique son activité pour une mole de traceur. Actuellement, l'activité spécifique des traceurs est typiquement limitée à 100 MBq/nmol. Le raclopride, par exemple, qui est utilisé pour imager les récepteurs D_2 -Dopaminergique ne peut être injecté à plus de 1-2 nmol/kg [57]. Pour une étude sur un rat, cela limite l'activité injectable à 30 MBq. Le WAY-100635 a lui une affinité (capacité de fixation sur son récepteur) dix fois plus élevée que le raclopride, ce qui limite l'activité injectable à 3 MBq chez le rat. Pour des études sur les souris, dont la masse est environ dix fois plus petite que celle du rat, l'activité maximale injectable est encore divisée par dix.

Lors d'un examen clinique, l'activité injectée s'élève typiquement à 370 MBq (10 mCi), ce qui engendre une dose d'irradiation de 4,5 mSv, pour un patient de 70 kg [58]. Cette dose d'irradiation est relativement faible. Pour comparaison, l'exposition moyenne en Allemagne s'élève à environ 2,2 mSv/an. En revanche, l'activité injectée à une souris de 20 g s'élève typiquement à 7,4 MBq (200 μ Ci), ce qui engendre une dose d'irradiation considérable de 130 mSv [59]. Or, une exposition de courte durée de 100 mSv engendre une élévation du risque de cancer de 5 cas pour 1000. Ainsi, dans certaines études répétées, comme celles portant sur le développement de cellules cancéreuses, la radiotoxicité du traceur ne doit pas être négligée.

Une autre limitation de la dose injectable est liée au volume de l'injection. Sur un modèle animal, le volume maximal qui peut être injecté sans perturber son fonctionnement biologique ne doit pas dépasser 10% de son volume sanguin. Pour une souris, il est égal à 0,25 ml.

L'augmentation de l'activité spécifique permettrait l'utilisation d'une gamme plus large de traceur et permettrait de passer à des études effectuées sur des rats à des études effectuées sur des souris.

Pour les physiciens qui construisent des scanners pour petit animaux, le défi est donc d'améliorer à la fois la résolution spatiale et la sensibilité. Réduire l'erreur de parallaxe en réalisant des scanners capables de fournir la profondeur d'interaction des photons est une des clés permettant d'atteindre ce but.

1.8 L'erreur de parallaxe

Les photons qui ont une incidence non perpendiculaire peuvent traverser plusieurs cellules de détection avant d'interagir dans un cristal. Lorsque les modules de détection ne permettent pas de mesurer la profondeur d'interaction des photons, on assigne leur point d'interaction au centre du cristal touché ou au milieu de sa face d'entrée. Ainsi, lorsque les lignes de coïncidences sont très éloignées de l'axe du scanner, les tubes de réponse joignant les détecteurs peuvent être erronés, c'est-à-dire qu'ils peuvent ne pas contenir le point d'annihilation. Cet effet, appelé erreur de parallaxe, astigmatisme radial, ou encore élongation radiale est illustré sur la figure 1.13. L'erreur de parallaxe engendre une dégradation de la résolution spatiale du scanner dans la direction radiale. Elle est proportionnelle à la taille des cristaux, inversement proportionnelle au rayon du scanner et elle augmente lorsqu'on s'éloigne de son axe. Pour un scanner de rayon interne r , formé de cristaux de longueur l , assemblés en anneau, l'erreur maximale er , sur la position de la ligne de réponse est donnée par $er = l \times d/r$, où d est la distance qui sépare le point d'annihilation de l'axe du scanner.

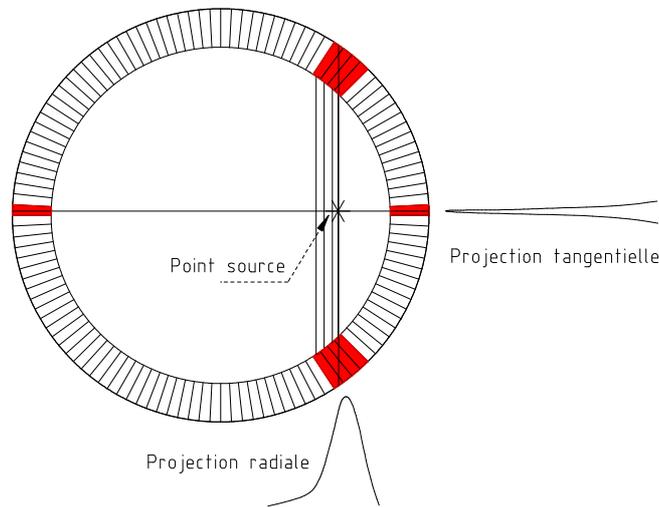


FIG. 1.13 – Illustration de l'erreur de parallaxe.

Pour augmenter l'angle solide de détection ainsi que pour diminuer le nombre de modules de détection et par conséquent le coût d'un scanner, on a intérêt à réduire autant que possible son diamètre. Ainsi, les scanners pour petits animaux ont un diamètre de 10-15 cm. Pour des diamètres aussi petits, l'effet de la non colinéarité est complètement négligeable, mais en revanche, l'erreur de parallaxe est significative. De plus, l'utilisation de long cristaux pour assurer une bonne efficacité de détection contribue à augmenter l'erreur de parallaxe.

Cette dégradation de la résolution spatiale due à l'erreur de parallaxe peut être réduite (ou éliminée) par une mesure de la profondeur d'interaction dans les scintillateurs. Le développement de modules capables de mesurer la profondeur d'interaction constitue donc un champ de recherche très actif.

1.9 La détermination de la profondeur d'interaction

1.9.1 L'approche phoswich

L'approche *phoswich* (phosphor sandwich) illustrée sur la figure 1.14 est basée sur la lecture, par un seul photodétecteur, d'un empilement de plusieurs cristaux ayant des propriétés de scintillation différentes. La plupart du temps, on choisit des cristaux ayant des constantes de temps différentes. Chaque région d'interaction produit des impulsions ayant une forme qui lui est caractéristique. Par conséquent, l'analyse de la forme des impulsions permet d'identifier la région d'interaction de chaque événement. Le coût de l'analyse de forme des signaux n'est pas très élevé. Cette approche est donc relativement économique puisqu'elle n'utilise qu'un seul photodétecteur par colonne de cristaux.

Le scanner ATLAS [60] fut le premier scanner pour petits animaux à utiliser la technologie phoswich. Des cristaux d'oxyorthosilicate de gadolinium ($\text{Gd}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) ou GSO (60 ns) couplés optiquement à un PSPMT composent la première couche du phoswich. La seconde est composée de cristaux d'oxyorthosilicate de lutécium-gadolinium ($\text{Lu}_{1,8}\text{Gd}_{0,2}\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) ou LGSO (40 ns).

Il existe de nombreuses méthodes de discrimination par la forme des impulsions. Le scanner ATLAS, par exemple, utilise la méthode de "l'intégration retardée de la charge" [61]. Cette méthode est illustrée dans la figure 1.15. Le signal de sortie du photodétecteur est partagé en deux. Les impulsions sont alors intégrées sur une durée W , mais sur l'une des voies, l'intégration commence dès le début de l'impulsion tandis que sur l'autre voie, elle est retardée d'une durée D . La nature du cristal d'interaction est alors déterminée d'après le rapport entre l'intégration retardée et celle non retardée.

Lorsque le signal de sortie du photodétecteur est faible, comme c'est le cas avec des PD ou des APDs, on utilise un préamplificateur de charge. Dans ce cas, la méthode décrite précédemment ne peut pas être appliquée. Une autre approche, basée sur la mesure du temps de montée du signal est alors envisageable, pour autant que le préamplificateur soit suffisamment rapide pour ne pas affecter le temps de montée du signal. Il existe de nombreuses méthodes utilisant cette approche, comme par exemple, la méthode du croisement (*crossover method*) illustrée dans la figure 1.16. Cette méthode consiste à passer le signal à travers une chaîne de mise en forme pour obtenir un signal bipolaire. Pour cela, on peut soit utiliser un filtre CR-RC-CR, soit utiliser une ligne à retard double. Dans les deux cas, l'instant au cours duquel le signal change de signe est indépendant de l'amplitude de l'impulsion. En revanche, il dépend du temps de montée de l'impulsion. La différence de temps entre le début de l'impulsion et l'instant où elle change de signe est alors utilisée pour réaliser la discrimination des événements. Pour marquer le début d'une impulsion, on utilise un déclencheur sur le front de montée (*leading edge*) LE, ou mieux, un déclencheur à fraction constante de l'amplitude (*constant fraction triggering*) CFT. Pour marquer le changement de signe de l'impulsion, on utilise un déclencheur sur le passage à zéro (*zero crossing*) ZC.

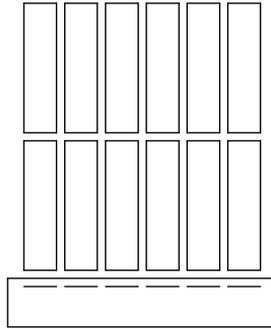


FIG. 1.14 – Module phoswich comportant deux couches de scintillateurs ayant des constantes de temps différentes, lues par un photodétecteur pixellisé.

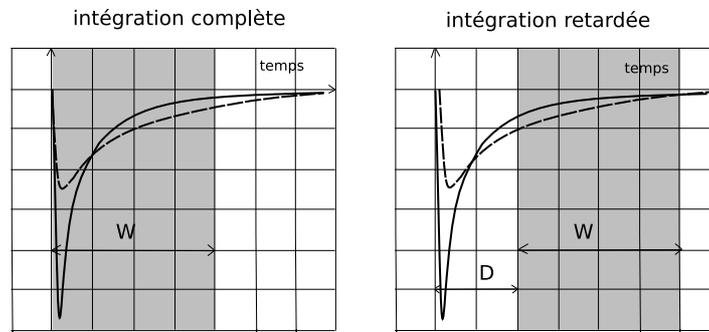


FIG. 1.15 – Méthode de l'intégration retardée de la charge. Les impulsions représentées en trait continu se rapportent au scintillateur ayant la constante de temps la plus courte tandis que celles représentées en trait discontinu se rapportent au scintillateur ayant la constante de temps la plus longue.

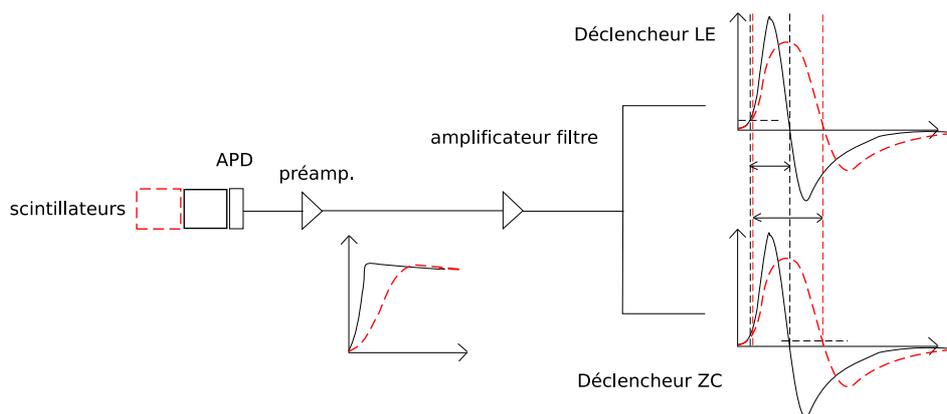


FIG. 1.16 – Méthode basée sur le temps de montée du signal. Les largeurs des impulsions bipolaires sont caractéristiques des constantes de temps τ_a et τ_b des cristaux. Le début du signal est marqué par un déclencheur LE et son changement de signe, par un déclencheur ZC.

Une troisième approche consiste à échantillonner périodiquement le signal de sortie du photodétecteur. Dans ce cas, l'énergie déposée dans le scintillateur est calculée en sommant les valeurs des échantillons qui reproduisent le signal, c'est-à-dire, en intégrant l'impulsion. En considérant la forme des impulsions ou de leur dérivée, on peut élaborer des algorithmes permettant de les discriminer. Ces algorithmes font intervenir une ou plusieurs valeurs d'échantillons normalisés par rapport à l'énergie. Cette approche basée sur l'échantillonnage du signal est celle qui est utilisée dans le scanner ClearPET. Lorsque les impulsions de natures différentes se distinguent difficilement, on peut utiliser un réseau de neurones pour les identifier. Dans ce cas, chaque valeur d'échantillon normalisée en énergie peut constituer une entrée du réseau de neurone.

1.9.2 Le partage de lumière

Cette approche, illustrée sur la figure 1.17 consiste à mesurer la quantité de lumière produite par les cristaux à leur deux extrémités. La position d'un point d'interaction est calculée à partir de la quantité de lumière mesurée à chaque extrémité d'un cristal.

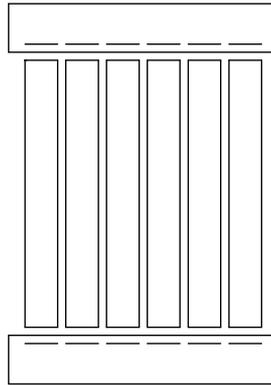


FIG. 1.17 – Module utilisant le partage de la lumière de scintillation pour la détermination de la profondeur d'interaction.

Cette approche fournit potentiellement une bien meilleure résolution sur la profondeur d'interaction que l'approche phoswich, pour laquelle la résolution est limitée à la longueur des cristaux. En revanche, elle est plus coûteuse que l'approche phoswich puisqu'elle requiert deux fois plus de photodétecteurs et de canaux dans l'électronique d'acquisition.

Le photodétecteur placé sur la face d'entrée ne doit pas être trop massif, de manière à ne pas absorber trop de photons. Cette approche a été rendue possible par les récents progrès dans la fabrication des matrices de photodiodes (PD) PIN et des matrices de photodiodes à avalanche (APD) densément pixelisées. Une fibre optique peut aussi être utilisée pour rediriger la lumière émise sur la face d'entrée du cristal vers un photodétecteur placé à l'extérieur de l'anneau de détection.

Actuellement, aucun scanner n'utilise cette approche de détection mais certains groupes de recherche travaillent au développement de ce type de modules, en associant par exemple une matrice de PD et un PMT [62] ou en associant deux APD [63,64].

1.9.3 Encodage 2D de la position 3D

Cette approche consiste à assembler sur un photodétecteur pixélisé plusieurs couches de cristaux, de telle sorte que chaque cristal produise un éclairage particulier du photodétecteur [65]. Par exemple, considérons une matrice de cristaux ajustée sur un photodétecteur de telle sorte que chaque cristal soit aligné avec un pixel du photodétecteur. Disposons une seconde matrice de cristaux sur la première, mais en la décalant légèrement, d'une distance égale à la moitié du pas du réseau. La lumière de scintillation d'un cristal situé sur la couche inférieure de ce montage isodome n'éclaire qu'un seul pixel du photodétecteur. En revanche, celle d'un cristal situé sur la couche supérieure en éclaire deux. Cet exemple est illustré sur la figure 1.18.

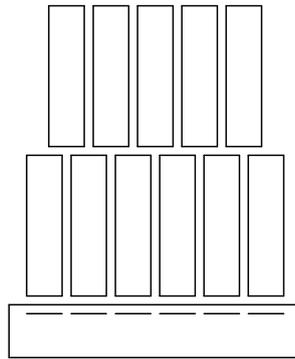


FIG. 1.18 – Détermination de la profondeur d'interaction basée sur des motifs d'illumination spécifiques à chaque cristal.

Chapitre 2

Développement et caractérisation des modules de détection du démonstrateur ClearPET

2.1 Matériel et méthode

2.1.1 Architecture du module de détection

Le module de détection utilise un PMT multianode (MaPMT) R7600-00-M64 (Hamamatsu Photonics, Hamamatsu city, Japon). Sa photocathode est de type bialkali et sa fenêtre d'entrée est en verre diaphane aux rayons ultraviolets. La surface sensible du MaPMT mesure $18,1 \times 18,1 \text{ mm}^2$. Elle est lue par un réseau de 8×8 canaux de multiplications qui comprend 12 étages. Les dynodes du MaPMT (*metal channel dynodes*) ont une géométrie qui assure le confinement de la charge électronique tout au long du processus de multiplication [66].

Les pixels du MaPMT sont couplés un à un aux 64 cristaux de LuYAP qui composent la première couche du phoswich. La seconde couche est composée de 64 cristaux de LSO alignés en colonne sur les cristaux de LuYAP. Les cristaux ont été polis mécaniquement et ils mesurent $2,0 \times 2,0 \times 8,0 \text{ mm}^3$. Les colonnes de cristaux sont tenues dans une matrice de TyvekTM (Dupont). Ce matériau possède des propriétés de réflexion légèrement inférieures à celles des bandes de Teflon. En revanche, il fournit une excellente isolation optique entre les cristaux adjacents. De plus, il est robuste et facile à manier [67]. Les colonnes de cristaux sont disposées suivant un pas de 2,3 mm, égal à celui des pixels du MaPMT, et les cristaux de LuYAP sont couplés optiquement au MaPMT par collage, à travers un masque d'atténuation. La colle 3145 RTV (Dow Corning, Midland, Michigan) possède une viscosité élevée. Ainsi, il ne se produit aucune diffusion de colle, par capillarité, entre le Tyvek et les cristaux. La matrice de cristaux est recouverte par un capot en stéssalite peint en noir pour assurer l'étanchéité lumineuse autour des cristaux. Comme le positionnement du module sur le scanner est réalisé sur le capot, il est important de garantir un positionnement précis du capot par rapport aux cristaux. Dans ce but, les extrémités des cristaux de LuYAP sont introduites dans une grille de positionnement qui est collée avec les cristaux sur le MaPMT. Le capot est alors ajusté autour de cette grille dont les dimensions sont spécifiées au dixième de millimètre. La figure 2.1 montre une photographie de quatre modules de détection, à différents stades de fabrication et la figure 2.2 montre 8 modules de détection dans leur forme finale.

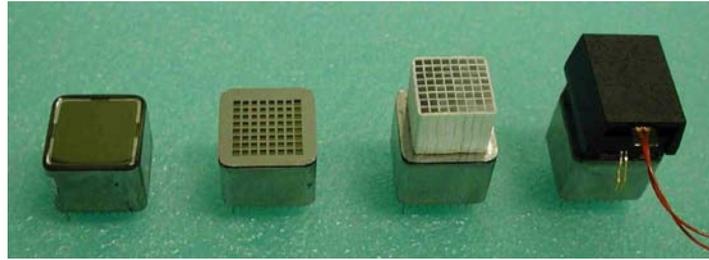


FIG. 2.1 – Modules de détection à différents stades de fabrication : de la gauche vers la droite, MaPMT nu, masque d’atténuation collé sur le MaPMT, matrice de Tyvek remplie de cristaux scintillants collés sur le MaPMT à travers le masque et une grille de positionnement, et capot opaque enfermant les cristaux.

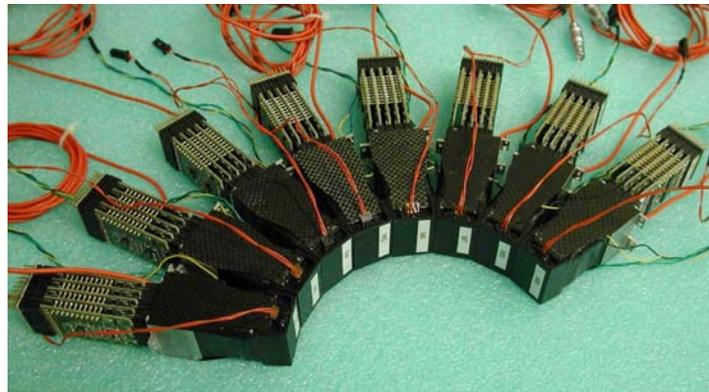


FIG. 2.2 – Photographie de 8 modules phoswich LSO/LuYAP dans leur forme finale.

Réalisation des matrices de Tyvek

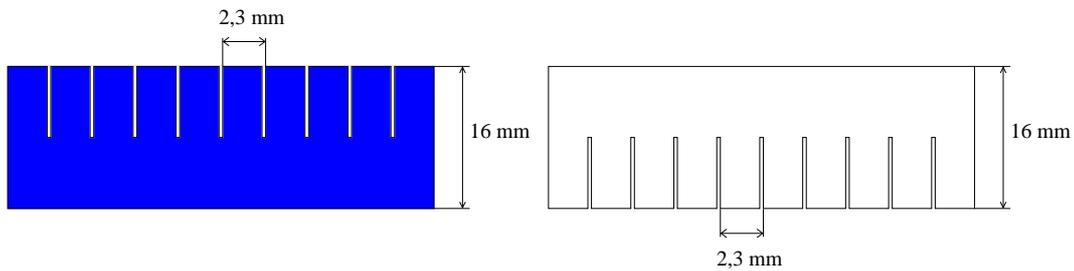
Une production standardisée des matrices de Tyvek a été mise en place à la VUB [68]. Des bandes de Tyvek sont découpées à l’aide d’une série de scies circulaires (Fig. 2.3(a)). Ces bandes sont ensuite assemblées sur une pièce ayant la même géométrie que l’arrangement de cristaux désiré. La structure de Tyvek obtenue après l’assemblage des bandes est présentée sur la figure 2.3(b). Les bords abattants sont alors pliés et collés sur le bord de la matrice.

Remplissage des matrices

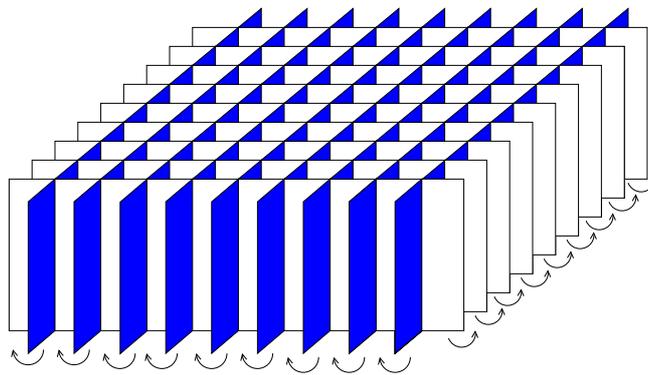
La variation du LY, d’un cristal à un autre, peut atteindre 30% pour le LSO, et 60% pour le LuYAP. Afin de constituer des matrices de cristaux ayant des LY homogènes, le LY de chaque cristal est mesuré à l’aide d’un système automatisé. Ainsi, pour une matrice donnée, la variation du LY s’élève typiquement à 10% pour le LSO et le LuYAP.

2.1.2 Le masque d’atténuation

En principe, lorsqu’un rayon γ dépose toute son énergie dans un cristal donné, seul le canal correspondant devrait générer un déclenchement. En réalité, la conjugaison de la diaphonie,



(a) Croquis des bandes de Tyvek utilisées pour la fabrication des matrices.



(b) Croquis de la matrice obtenue après assemblage des bandes de Tyvek.

FIG. 2.3 – Fabrication des matrices de Tyvek.

d'une part, et de la non-uniformité des réponses des anodes du MaPMT, d'autre part, peut donner lieu à des déclenchements multiples sur des canaux non-adjacents. L'incertitude sur la position spatiale de ce type d'événements est élevée. Ils sont donc rejetés par le software de traitement des données pour éviter qu'ils ne dégradent la résolution spatiale du scanner.

La non-uniformité entre les anodes est typiquement de 1 : 3. Elle provient en grande partie de la non-uniformité de l'efficacité quantique sur la surface de la photocathode. La diaphonie entre deux pixels adjacents est estimée à 20%. Celle-ci est due à la diffusion de lumière dans la fenêtre d'entrée du MaPMT, et à une isolation optique incomplète entre les cristaux [69]. Les déclenchements multiples sur des canaux non-adjacents peuvent être éliminés en augmentant le seuil de discrimination. Néanmoins, ceci empêche la détection d'événements sur les canaux ayant une faible sensibilité. Afin d'augmenter la dynamique de l'intensité de lumière acceptée par l'électronique de lecture, il est nécessaire d'améliorer l'uniformité de la sensibilité des pixels. A cette fin, un masque d'atténuation de lumière est collé sur la fenêtre d'entrée du MaPMT. Chacun de ses trous est spécifié comme ayant une surface inversement proportionnelle à la sensibilité du pixel qui lui correspond. La dimension maximale d'un trou est fixée à $2,0 \times 2,0 \text{ mm}^2$ [70]. Avec l'usage du masque, la non-uniformité entre les anodes est typiquement réduite à 1 : 1,2.

2.1.3 Le système d'acquisition de données

Principe de l'électronique de lecture

L'électronique de lecture du MaPMT développée au FZJ est basée sur un échantillonnage non-asservi [71] du signal de sortie de la dernière dynode, qui est commune aux 64 canaux du MaPMT. En échantillonnant le signal de la dernière dynode plutôt que celui des anodes, un seul convertisseur analogique digital (ADC) par MaPMT est utilisé. L'échantillonnage est réalisé à une fréquence de 40 MHz. L'énergie, le temps et la profondeur d'interaction des événements sont déterminés numériquement à partir de 16 échantillons du signal de dynode.

Les signaux d'anodes sont utilisés d'une part, pour déclencher l'enregistrement des 16 valeurs d'échantillonnage, et d'autre part, pour permettre l'identification de la position spatiale des événements. A cette fin, les 64 anodes du MaPMT sont connectées à des comparateurs de tension ayant un seuil de déclenchement commun. Lorsque le signal d'une anode dépasse la tension de seuil, la lecture du signal de dynode est initiée et la position de l'événement est transmise au système d'acquisition de données. Les déclenchements multiples sont rejetés, excepté les déclenchements doubles qui se produisent sur deux canaux adjacents. La figure 2.4 illustre le principe de fonctionnement de l'électronique de lecture [72].

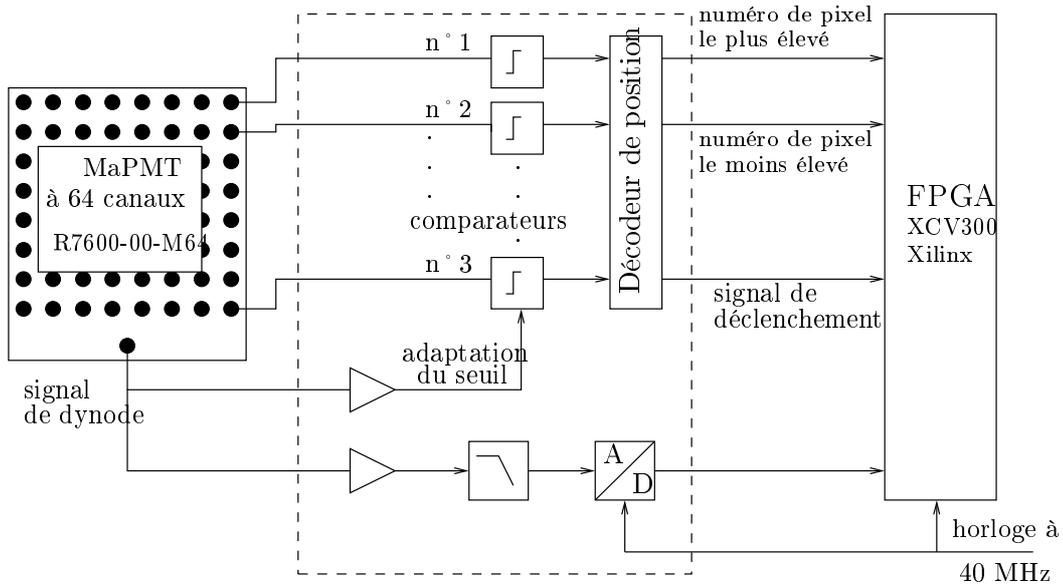


FIG. 2.4 – Diagramme bloc de l'électronique de lecture.

La chaîne d'acquisition de données

La figure 2.5 schématise la chaîne d'acquisition de données. Celle-ci est identique pour le scanner et pour le banc de test des modules de détection.

Le bloc décodeur Le bloc décodeur contient les 64 comparateurs connectés aux anodes du MaPMT, un décodeur d'adresse, ainsi qu'un préamplificateur pour le signal de dynode. Le décodeur d'adresse a pour fonction de réduire l'information de 64 bits fournie par les

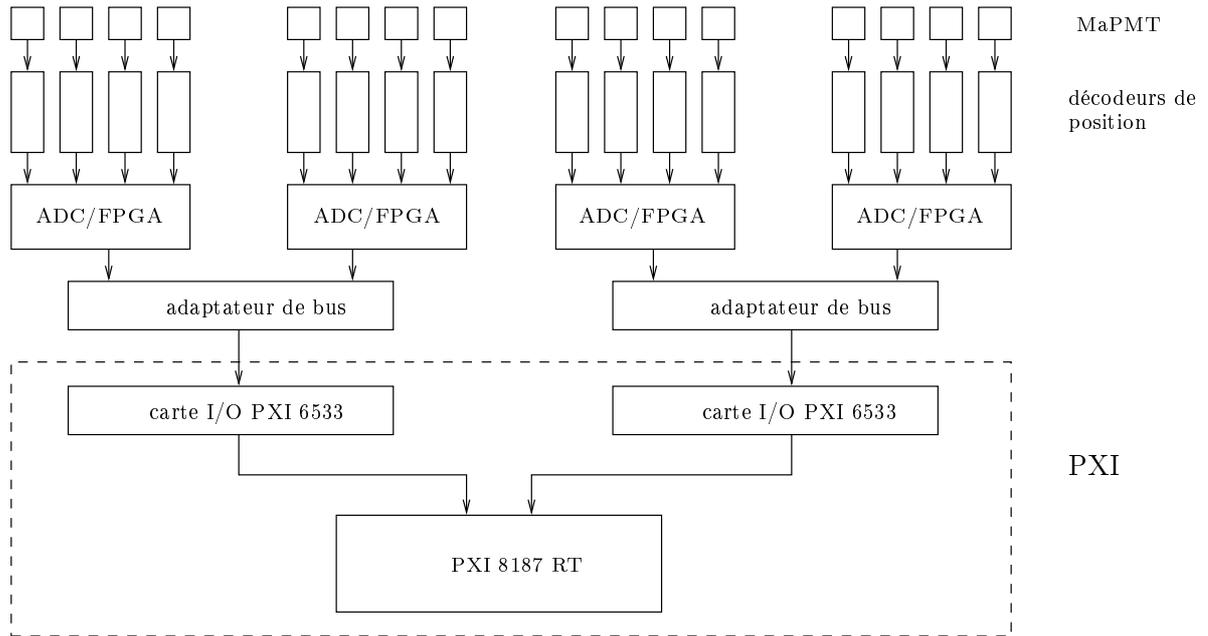


FIG. 2.5 – Chaîne d’acquisition de données.

comparateurs à un code de position de 2×6 bits indiquant l’adresse la plus haute, ainsi que l’adresse la plus basse des pixels qui génèrent un déclenchement. Il fournit également un signal de déclenchement au FPGA lorsqu’un événement est détecté.

La diaphonie optique, la non-uniformité résiduelle de la sensibilité des pixels des MaPMT, ainsi que la non-uniformité des LY des cristaux, sont les facteurs contribuant à générer des déclenchements sur les pixels qui entourent le pixel d’interaction. Afin de réduire le nombre de déclenchements multiples, un système d’adaptation du seuil a été implémenté. Celui-ci consiste à ajouter une fraction du signal de dynode au seuil des comparateurs [69]. Ainsi, les déclenchements occasionnés par les anodes voisines de celle qui délivre le plus grand signal sont largement supprimés, même lorsque l’énergie déposée dans le détecteur est élevée.

La carte FPGA Le code de positionnement, le signal de dynode amplifié et le signal de déclenchement sont reçus par la carte FPGA. Celle-ci contient un FPGA XCV300 (Xilinx) et quatre ADC à 12 bits non-asservis AD9224 (Analog Devices, Norwood, Massachusetts) qui lui permettent de recevoir les données de quatre MaPMT. Avant d’être numérisé, le signal de dynode amplifié est passé dans un filtre passif LCR passe bas de second ordre avec une fréquence de coupure à 3,6 MHz et une atténuation de 3 dB. Cette mise en forme du signal garantit un temps de montée du signal supérieur à la période d’échantillonnage, ce qui permet une détermination précise de la position temporelle de l’impulsion.

Les échantillons sont écrits continuellement sur un registre en anneau du FPGA. L’arrivée d’un signal sur la ligne de déclenchement engendre l’enregistrement, par le FPGA, de 16 échantillons couvrant l’intégralité de l’impulsion de scintillation. Ensuite, un paquet de données de 40 Bytes est transmis, via une mémoire FIFO contenue sur la carte FPGA, vers l’élément suivant de la chaîne d’acquisition, à une vitesse de 20 MBytes/s. Ce paquet de données comprend les 16 valeurs ADC d’échantillonnage, le code de positionnement, le numéro du MaPMT et le

marquage temporel sur 48 bits. Le marquage temporel est fourni par un compteur cadencé à 40 MHz. Pour éviter le dépassement de capacité du compteur, une réinitialisation du compteur est réalisée périodiquement. Le temps mort de la carte FPGA s'élève à 700 ns.

Le PXI Après avoir traversé l'adaptateur de bus, les données en provenance des cartes FPGA sont reçues par une carte d'entrée et de sortie PCI à 32 bit DIO 6533 (National Instruments) insérée dans un des compartiments d'un PXI, avant d'être traitées et enregistrées sur le disque dur du contrôleur PXI 8187 (National Instruments). Le software de traitement des données implémenté sur le PXI analyse le code de positionnement des événements de la manière suivante. Si les deux adresses de position sont identiques ou si elles correspondent à deux pixels adjacents, l'événement est conservé. En revanche, si elles correspondent à deux pixels non-adjacents, l'événement est rejeté.

Taux d'empilement des impulsions

La lecture du signal de dynode, plutôt que la lecture individuelle des anodes, tend à augmenter le risque d'empilement des impulsions. Cependant, même pour une activité importante dans le champ de vue du scanner, le taux d'empilement des impulsions reste relativement faible.

En considérant l'angle solide σ que constituent les cristaux d'un module de détection pour une source située au centre du scanner, ainsi que la probabilité a d'interaction des photons dans une colonne de cristaux, on peut estimer en première approximation le taux d'événements m détectés par un MaPMT :

$$m = A\sigma a \quad (2.1)$$

avec

$$\sigma = 64 \frac{S}{4\pi r^2} \quad (2.2)$$

où A est l'activité de la source, S est la section des cristaux et r est le rayon du scanner. a peut être calculée d'après la formule suivante :

$$a = 1 - e^{-\mu_{LSO}l} e^{-\mu_{LuYAP}l} = 1 - e^{-0,088 \times 8} e^{-0,078 \times 8} = 0,74 \quad (2.3)$$

où μ_{LSO} et μ_{LuYAP} sont respectivement les coefficients d'absorption du LSO et du $Lu_{0,7}Y_{0,3}AP$ à 511 keV, et l est la longueur des cristaux. La probabilité $p(n)$ pour que surviennent n impulsions dans un interval de temps Δt est fournie par la distribution de Poisson :

$$p(n) = \frac{(m\Delta t)^n e^{-m\Delta t}}{n!} \quad (2.4)$$

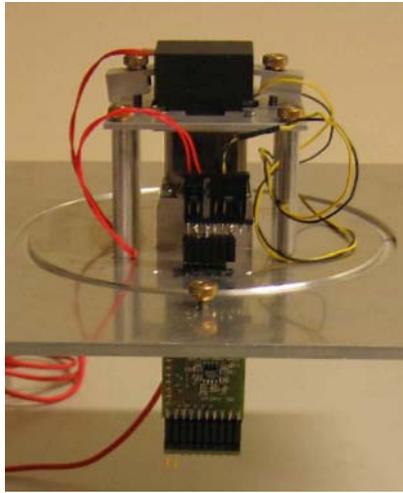
Ainsi, la probabilité p pour qu'une ou plusieurs impulsions apparaissent par-dessus une première impulsion est donnée par :

$$p = \sum_{i>0} p(i) = 1 - p(0) = 1 - e^{-m\Delta t} \quad (2.5)$$

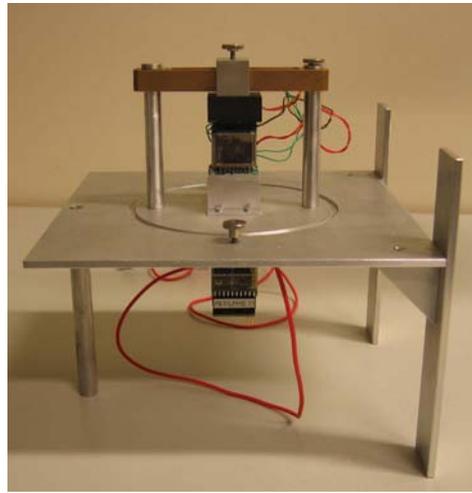
où Δt est la durée des impulsions, soit environ 400 ns. D'après les formules 2.1 et 2.5, pour une activité de 40 MBq, le taux d'événements m s'élève à $1,2 \times 10^5$ événements/s et le taux d'empilement des impulsions s'élève à 4,7%.

2.1.4 Montages de test

La figure 2.6 présente les deux montages qui ont été utilisés pour le développement des modules, pour leur construction, et pour le contrôle de qualité, à chaque étapes de leur construction. Le montage 2.6(a) permet de réaliser des mesures sur un module avant que les cristaux ne soient collés au MaPMT. Ce montage comporte un guide qui permet de positionner précisément le capot, et par conséquent la matrice de cristaux, sur le MaPMT. Le montage 2.6(b) comporte un piston servant à serrer le capot contre le MaPMT. Il a été utilisé pour coller le capot des modules sur les MaPMT et pour réaliser un contrôle de qualité des modules avant le collage des capots. Un couvercle en aluminium encastré dans la gorge circulaire de la plaque de montage assure l'obscurité autour des détecteurs. Le haut du couvercle comporte une fenêtre mince en aluminium sur laquelle est posée la source radioactive.



(a) Montage assurant le positionnement de la matrice de cristaux sur le MaPMT.



(b) Montage utilisé pour le collage du capot sur le MaPMT.

FIG. 2.6 – Montages utilisés pour le développement et la construction des modules de détection.

2.2 Egalisation de la collecte de lumière du LSO et du LuYAP

Le LY du LSO est environ 4 fois supérieur à celui du LuYAP. Pour cette raison, on utilise la configuration phoswich qui permet de collecter un maximum de lumière en provenance du LuYAP. Les cristaux de LuYAP sont couplés optiquement au MaPMT. En revanche, les cristaux de LSO ne sont pas couplés aux cristaux de LuYAP, de manière à maximiser la réflexion interne dans le LuYAP. Un papier noir est placé au-dessus des cristaux de LSO afin d'absorber une partie de leur lumière de scintillation. Cependant, malgré l'utilisation de cette configuration favorisant la collecte de la lumière provenant du LuYAP, il apparaît encore un facteur 2,5-3 entre la quantité de lumière collectée en provenance du LuYAP et celle collectée en provenance du LSO. Cette situation n'est pas satisfaisante car elle nécessite l'usage d'un seuil de discrimination en énergie très bas par rapport à la position du pic photoélectrique

du LSO. Cela entraîne l'utilisation de la bande passante de l'électronique d'acquisition pour l'enregistrement d'événements situés dans le plateau Compton qui sont inutiles pour la reconstruction tomographique. De plus, malgré l'usage du système d'adaptation du seuil, de nombreux événements photoélectriques produits dans le LSO donnent lieu à des déclenchements multiples sur des pixels non voisins, à cause de la diaphonie optique, ce qui conduit au rejet d'événements valides. Il est donc nécessaire d'égaliser la collecte de lumière du LSO et du LuYAP.

D'une part, l'insertion d'un matériau entre les cristaux de LSO et de LuYAP permet de réduire significativement le rapport entre la position des pics photoélectriques. D'autre part, la dépendance en température des LY du LSO et du LuYAP permet de réaliser un équilibrage précis de la position des pics photoélectriques par la régulation de la température des cristaux. Cette section présente les résultats obtenus avec différents types d'inserts, ainsi que le développement du système de régulation de la température des cristaux dans les modules de détection.

2.2.1 Comparaison de divers inserts

L'insert disposé entre le LSO et le LuYAP a pour fonction, d'une part, de réduire la collecte de lumière du LSO, et d'autre part, de réfléchir la lumière du LuYAP et ainsi d'améliorer sa collecte de lumière.

Conditions expérimentales

Une alvéole d'une matrice de Tyvek est remplie avec un cristal de LuYAP et un cristal de LSO. Un carré de Tyvek recouvre la matrice et celle-ci est lue, sans couplage optique, par un PMT 2020Q (Philips). Les cristaux sont irradiés avec une source de ^{137}Cs . L'ensemble est placé dans une étuve de manière à garantir une température constante des cristaux, fixée à 28°C . Ce montage ne permet pas de séparer les événements LSO des événements LuYAP. Afin d'obtenir la position des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP, chaque mesure réalisée sur une configuration phoswich est suivie d'une mesure sans le cristal de LSO. Après avoir mesuré les spectres en énergie sans insert, les matériaux suivants sont successivement disposés entre les cristaux :

- Toile en Nylon,
- Tyvek L-1057D (Antalis, Lupfig, Suisse) de $150\mu\text{m}$ d'épaisseur,
- Réflecteur VikuitiTM ESR (3M),
- MylarTM aluminisé (Dupont) de $23\mu\text{m}$ d'épais comportant une charge de métallisation comprise entre 250 et 350 \AA .

Résultats

La figure 2.7 présente les spectres en énergie mesurés avec le phoswich et avec le LuYAP seul, pour toutes les configurations. Les positions des pics photoélectriques du LuYAP et du LSO ont été déterminées en ajustant une Gaussienne sur les pics. Le tableau 2.1 donne la position des pics du LSO et du LuYAP, ainsi que le rapport de leur position pour les différentes configurations. Il ressort de ces mesures que l'insert le plus approprié est le Mylar. En effet, ce matériau offre à la fois, le meilleur équilibrage des réponses LSO/LuYAP, et le meilleur gain sur la collecte de lumière du LuYAP. Le Mylar augmente de 36% la réponse du LuYAP.

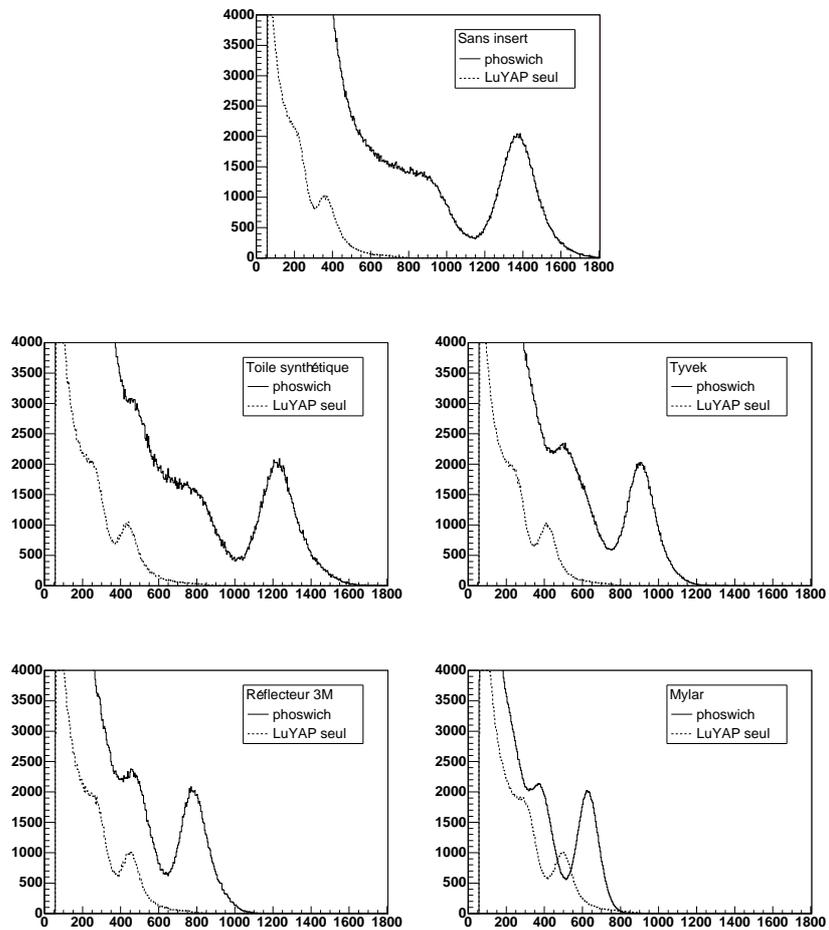


FIG. 2.7 – Spectres en énergie mesurés avec différents inserts sur un phoswich LSO/LuYAP et sur un cristal de LuYAP seul.

		sans insert	toile synthétique	Tyvek	3M	Mylar
position du pic photoélectrique (canal)	LSO	1373	1223	905	782	628
	LuYAP	365	433	421	449	496
rapport LSO/LuYAP		3,8	2,8	2,2	1,7	1,3

TAB. 2.1 – Position des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP pour les différentes configurations.

2.2.2 Evaluation des inserts de Mylar

Conditions expérimentales

N'ayant pas trouvé de méthode mécanique permettant de découper des carrés de Mylar mesurant $2,0 \times 2,0 \text{ mm}^2$ avec une tolérance inférieure à $\pm 0,2 \text{ mm}$, nous utilisons un laser Nd:YAG pour la découpe. Malheureusement, le faisceau laser produit une évaporation de l'aluminium sur une bande d'environ $0,2 \text{ mm}$ de large, le long de la découpe. De plus, on peut noter que les carrés de Mylar ont tendance à se charger électrostatiquement, ce qui rend leur manipulation difficile.

Des carrés de Mylar découpés au laser sont disposés entre les cristaux de LSO et de LuYAP remplissant une matrice de Tyvek. La matrice est lue par un MaPMT, sans couplage optique entre les cristaux de LuYAP et la fenêtre d'entrée du MaPMT. La température des cristaux est réglée à 30° C .

Résultats

Le tableau 2.2 donne les valeurs moyennes et les déviations standards calculées sur les 64 canaux du MaPMT de la position des pics photoélectriques et de la résolution en énergie, pour le LSO et pour le LuYAP. Le rapport entre la réponse du LSO et celle du LuYAP vaut 1,0, tandis que la mesure précédente donne ce même rapport égal à 1,3. Cet écart peut s'expliquer par la différence de LY des cristaux utilisés pour ces deux mesures.

Il apparaît une forte dispersion sur la position du pic photoélectrique du LSO qui est probablement due à l'irrégularité de la surface d'aluminium évaporée par le faisceau laser. On constate également que la résolution en énergie du LSO est nettement moins bonne que celle du LuYAP, bien que les pics photoélectriques du LuYAP et du LSO soient situés au même endroit. Le défaut d'homogénéité de la surface des inserts engendre une corrélation entre la collecte de lumière du LSO et son lieu de production dans le cristal, ce qui conduit à une dégradation de la résolution en énergie pour le LSO.

L'utilisation des inserts de Mylar découpés au laser ne donnant pas satisfaction, nous décidons de déposer une couche d'aluminium directement sur les cristaux, par évaporation.

	LuYAP	LSO
$\bar{E}^a \pm \sigma_E^b$	95 ± 9	95 ± 27
$\bar{R}^c \pm \sigma_R^d$	36 ± 7	55 ± 28

TAB. 2.2 – Evaluation d'une matrice phoswich LSO/LuYAP comportant des inserts de Mylar découpés au laser.

^aPosition moyenne des pics photoélectriques.

^bDéviations standards de la position des pics photoélectriques.

^cRésolution en énergie moyenne.

^dDéviations standards de la résolution en énergie.

2.2.3 Evaporation d'aluminium

Description du procédé

Les dépôts sont réalisés au centre de micronanotechnologie de l'EPFL, sur une évaporatrice Alcatel EVA 600. Nous utilisons la technique d'évaporation par faisceau d'électrons qui consiste à concentrer un faisceau d'électrons sur le matériau à évaporer. L'énergie cinétique des électrons est convertie en chaleur dans le matériau. Le creuset dans lequel est placé le matériau est refroidi, si bien que seul la surface supérieure du matériau entre en fusion, tandis que le matériau en contact avec les parois du creuset reste solide. Ceci élimine les problèmes de contamination par le creuset et permet de déposer des couches de grande pureté. Lors de la déposition, la pression dans la chambre d'évaporation descend à 1×10^{-6} mbar. Ce niveau de vide évite l'oxydation de l'aluminium évaporé. L'épaisseur de la couche déposée est mesurée durant l'évaporation, par la déviation de la fréquence d'un oscillateur à quartz disposé près du porte substrat. Pour assurer une bonne uniformité du dépôt en épaisseur, le porte substrat est constitué de 3 planétaires en rotations. Chaque planétaire peut accueillir 5 supports pour cristaux. La figure 2.8 présente l'un de ces supports rempli avec 64 cristaux, ainsi qu'un cristal après déposition d'aluminium.

Le temps nécessaire pour réaliser une déposition d'aluminium est relativement court. Trois heures sont nécessaires pour mettre la chambre d'évaporation sous vide, mais le procédé d'évaporation en lui-même ne prend qu'une demi-heure. En revanche, les opérations de chargement et de déchargement des cristaux sur leur support nécessite chacune une heure par jeux de 64 cristaux.

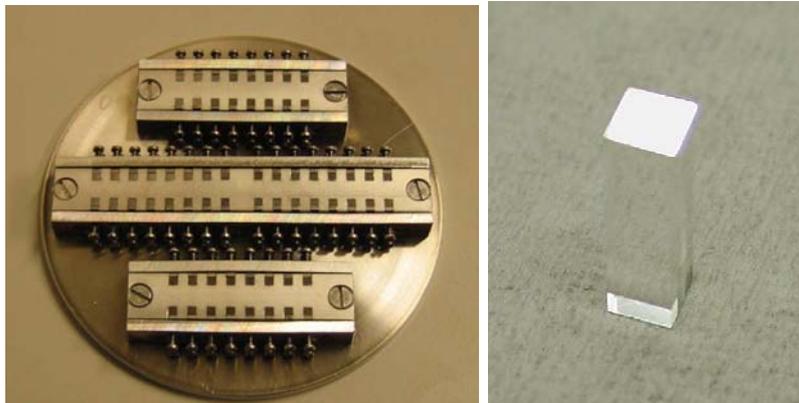


FIG. 2.8 – A gauche, support contenant 64 cristaux prêts à être aluminisés. A droite, un cristal après déposition d'aluminium.

L'aluminium est le métal le plus largement utilisé pour la réalisation de miroir dans le domaine de l'ultra-violet (UV), de la lumière visible (VIS) et de l'infra-rouge proche (IRP), à cause de son grand facteur de réflexion, de sa stabilité et de sa facilité de déposition [73]. Après déposition, l'aluminium s'oxyde immédiatement au contact de l'air [74], ce qui donne lieu à la formation d'une couche d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 sur sa surface. Après quelques semaines, le processus d'oxydation se termine et la couche oxydée atteint une épaisseur d'environ 40 \AA , dans les conditions normales de laboratoire. Du point de vue optique, cette couche peut être considérée comme non-absorbante dans les domaines spectraux UV, VIS et IRP.

Conditions expérimentales

La figure 2.9 présente la matrice phoswich LSO/LuYAP sur laquelle les mesures sont réalisées. Cette matrice comporte :

- Neuf cristaux de LSO aluminisés à 30 nm.
- Neuf cristaux de LuYAP aluminisés à 30 nm.
- Huit cristaux de LSO aluminisés à 45 nm.
- Neuf cristaux de LuYAP aluminisés à 45 nm.
- Sur les pixels non aluminisés, des carrés de Mylar aluminisé découpés au laser.

Tandis que la surface des inserts de Mylar comporte un gros défaut d'homogénéité dû à l'évaporation d'aluminium sur leurs bords, la surface des cristaux aluminisés apparaît quant à elle parfaitement homogène. La matrice est lue sans couplage optique par un MaPMT. Deux mesures successives sont réalisées, l'une avec un carré de Tyvek recouvrant les cristaux de LSO, et l'autre avec un papier noir. Une mesure est également réalisée, sans insert, et avec un papier noir sur les cristaux de LSO.



FIG. 2.9 – Matrice phoswich LSO/LuYAP comportant 9 LSO aluminisés à 30 nm (en haut à gauche), 9 LuYAP aluminisés à 30 nm (en bas à gauche), 8 LSO aluminisés à 45 nm (en haut à droite) et 9 LuYAP aluminisés à 45 nm (en bas à droite). Les pixels formant la croix centrale comportent des inserts de Mylar aluminisé découpés au laser.

Résultats

Le tableau 2.3 présente les rapports entre les positions des pics photoélectriques mesurées avec et sans insert, pour le LSO et pour le LuYAP, dans différentes conditions. On constate tout d'abord qu'il est préférable de réaliser la déposition d'aluminium sur le LSO plutôt que sur le LuYAP, puisqu'une déposition sur le LSO engendre une augmentation de la réponse du LuYAP plus importante qu'une déposition sur le LuYAP. On remarque également que plus la couche d'aluminium est épaisse, plus la réponse du LuYAP est élevée. Il est donc préférable de disposer un carré de Tyvek plutôt qu'un carré de papier noir au-dessus du LSO. En effet, l'emploi du Tyvek à la place du papier noir engendre une augmentation des réponses du LSO et du LuYAP d'un facteur 2,6 et 1,04 respectivement, ce qui nécessite une couche d'aluminium plus épaisse pour l'équilibrage des réponses du LSO et du LuYAP.

		déposition sur le LuYAP		déposition sur le LSO	
		30 nm	45 nm	30 nm	45 nm
Papier noir	LuYAP	$0,98 \pm 0,08$	$1,10 \pm 0,07$	$1,36 \pm 0,12$	$1,51 \pm 0,14$
	LSO	$0,29 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,03$	—
Tyvek	LuYAP	$1,01 \pm 0,08$	$1,19 \pm 0,09$	$1,42 \pm 0,11$	$1,58 \pm 0,17$
	LSO	$0,96 \pm 0,10$	$0,52 \pm 0,08$	$0,68 \pm 0,04$	$0,46 \pm 0,04$

TAB. 2.3 – Rapports entre les positions des pics photoélectriques mesurées avec et sans insert, pour le LSO et pour le LuYAP, dans différentes conditions : épaisseur d'aluminisation de 30 nm ou de 45 nm, déposition sur le LSO ou sur le LuYAP, carré de papier noir ou carré de Tyvek disposé sur les cristaux de LSO.

2.2.4 Régulation de la température des cristaux

Introduction

Les LY des cristaux de LSO et de LuYAP dépendent de la température des cristaux. Comme leurs coefficients de variation en fonction de la température sont de signes opposés [75], [76], il est possible de réaliser un équilibrage précis des réponses LSO et LuYAP, en ajustant la température des cristaux. Ce paragraphe présente le développement et les performances du système de régulation de la température des cristaux monté dans les modules de détection.

Matériel

Les tests de développement de la régulation de température sont réalisés à l'aide d'un contrôleur tout ou rien CT325PD2B5 (Minco, Minneapolis, Minnesota) associé à une sonde de température Pt100 S245PD06 (Minco, Minneapolis, Minnesota) ($2,0 \times 2,3 \text{ mm}^2$) et à une couverture chauffante en Kapton HK5578R35SA (Minco, Minneapolis, Minnesota). Cette couverture a une surface de $19,1 \times 19,1 \text{ mm}^2$, une épaisseur de $50 \mu\text{m}$, et une résistance électrique égale à 35Ω .

Conditions expérimentales

Trois configurations sont testées. Dans la première (Fig. 2.12(a)), la couverture chauffante est insérée entre une face de la matrice de Tyvek et le capot. Dans la seconde (Fig. 2.12(b)), la couverture est placée directement sous les cristaux, au fond du capot. Dans la troisième (Fig. 2.12(c)), un carré de mousse thermoconductrice 5507 (3M) recouvre la couverture chauffante. La matrice de Tyvek est disposée dans 2 feuilles d'aluminium de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur, pliées en forme de U, lesquelles sont serrées par une bande d'aluminium fermée avec un ruban adhésif aluminisé. La figure 2.10 schématise les bandes d'aluminium utilisées. Une pièce de Tyvek est placée contre les cristaux de LSO pour augmenter leur collecte de lumière.

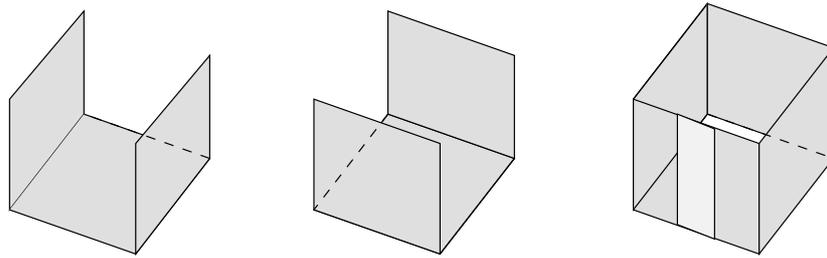


FIG. 2.10 – Bandes d'aluminium utilisées pour répartir uniformément la chaleur au sein des matrices de cristaux.

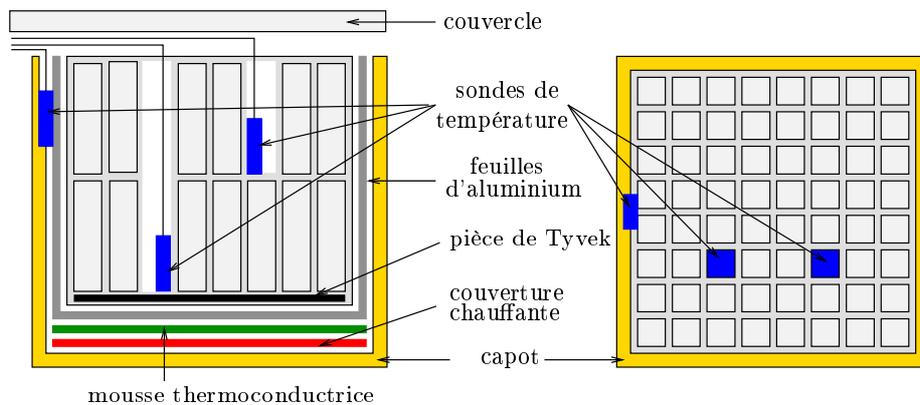
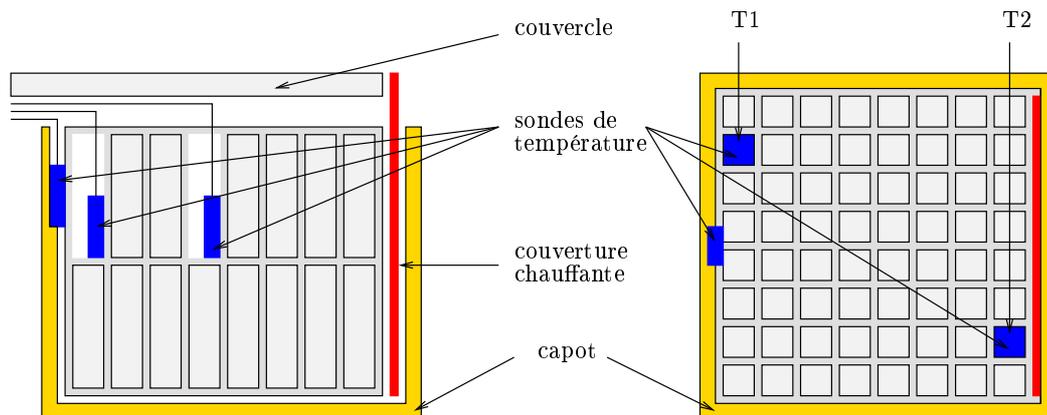


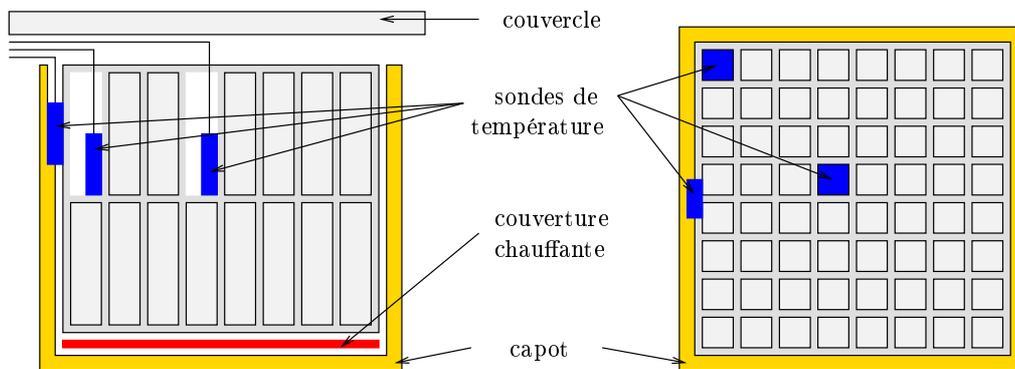
FIG. 2.11 – Mesure de la température aux niveaux du LSO et du LuYAP dans une matrice phoswich. Vue en coupe verticale (à gauche) et horizontale (à droite) d'un module phoswich dans la configuration 3.

Dans chaque configuration, deux cristaux de LuYAP sont retirés et une sonde de température est placée au fond de leur emplacement, contre une paroi de Tyvek. La sonde de température utilisée pour la régulation de température est placée dans un interstice du capot. Afin d'évaluer la différence de température entre les extrémités supérieures et inférieures d'un cristal de LSO dans la configuration 3, une paire de cristaux de LSO et de LuYAP est retirée et une sonde est placée au fond de l'emplacement du cristal de LSO. Sur un pixel symétrique, le cristal de LuYAP est retiré et une sonde est disposée au fond de son emplacement (Fig. 2.11).

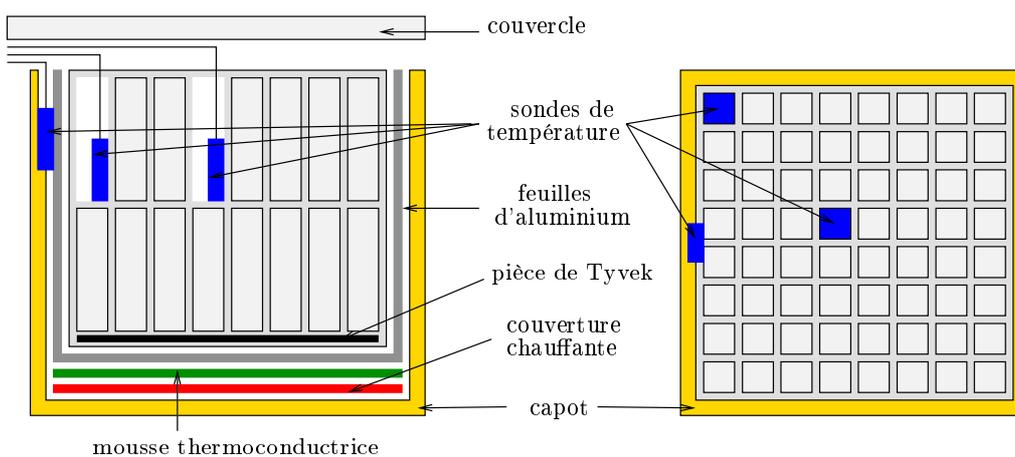
Le protocole utilisé pour la caractérisation des différentes configurations est le suivant. Initialement, la température du module phoswich est égale à la température du laboratoire. L'allumage du contrôleur de température, avec une température de consigne fixée à $50\text{ }^{\circ}\text{C}$, marque le début de l'expérience. Les températures fournies par les sondes sont alors mesurées en fonction du temps. La puissance de chauffage est de $4,1\text{ W}$. Afin de prévenir toute détérioration de la matrice de Tyvek, l'expérience est stoppée dès que la température mesurée par l'une des sondes dépasse $70\text{ }^{\circ}\text{C}$. En effet, la température du Tyvek ne doit pas dépasser $79\text{ }^{\circ}\text{C}$, température à partir de laquelle les fibres du papier Tyvek commencent à fondre. Durant les mesures, le capot est recouvert par une pièce de verre qui simule la photocathode du MaPMT.



(a) Vue en coupe verticale (à gauche) et horizontale (à droite) d'un module phoswich dans la configuration 1.



(b) Vue en coupe verticale (à gauche) et horizontale (à droite) d'un module phoswich dans la configuration 2.

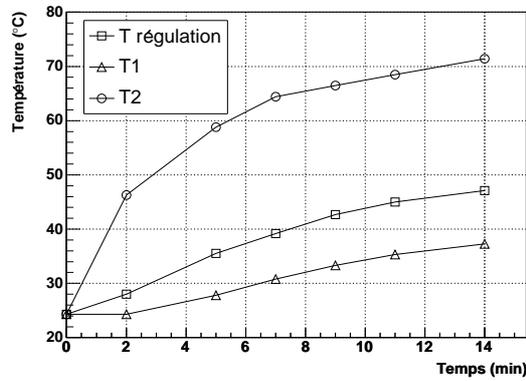


(c) Vue en coupe verticale (à gauche) et horizontale (à droite) d'un module phoswich dans la configuration 3.

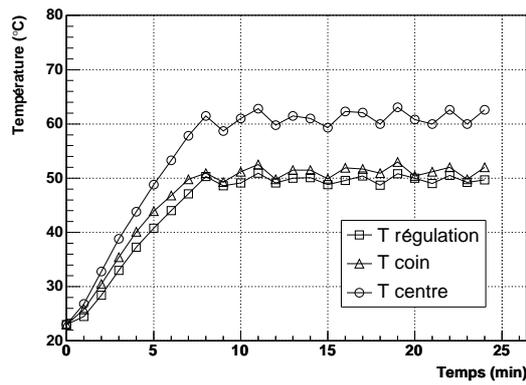
FIG. 2.12 – Schémas des différentes configurations qui sont testées pour la régulation de la température des cristaux.

Résultats

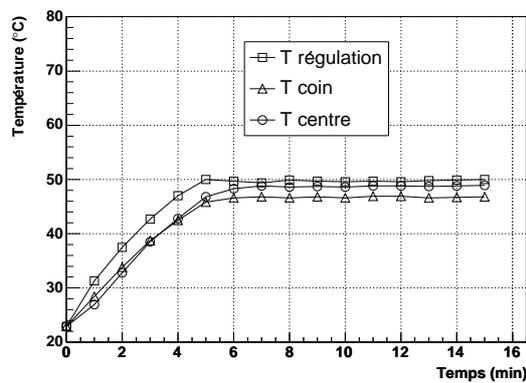
Les graphiques 2.13(a), 2.13(b), 2.13(c), montrent les valeurs de température mesurées par les sondes en fonction du temps, pour les configurations 1, 2, 3, respectivement.



(a) Configuration 1.



(b) Configuration 2.



(c) Configuration 3.

FIG. 2.13 – Caractérisation des différentes configurations de régulation de température.

Dans la configuration 1, un cristal situé près de la couverture chauffante a une température environ deux fois supérieure à celle d'un cristal situé du côté opposé de la matrice. Le gradient de température dans le plan horizontal est élevé à cause des parois de Tyvek qui constituent un isolant thermique. Cette configuration n'est donc pas appropriée. Dans la configuration 2, la température d'un cristal situé dans un coin de la matrice est inférieure d'environ 10°C à celle d'un cristal central, à cause des pertes de chaleur vers l'extérieur du capot. Dans la configuration 3, la différence de température entre un cristal central et un cristal situé dans un coin est d'environ 2°C . L'habillage de la matrice de cristaux avec des feuilles d'aluminium améliore significativement l'uniformité de la température dans le plan horizontal.

La figure 2.14 montre la température en fonction du temps au niveau du LSO et du LuYAP, dans la configuration 3. En bas d'un cristal de LSO, la température est environ 4°C plus élevée qu'en bas d'un cristal de LuYAP. Ainsi, la différence de température entre le haut et le bas d'un cristal de LSO peut être estimée à environ 4°C .

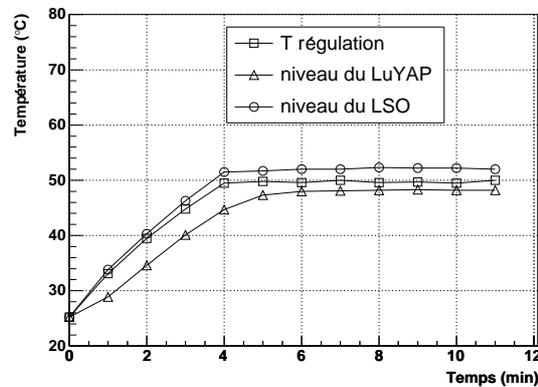


FIG. 2.14 – Température en fonction du temps au niveau du LSO et du LuYAP.

Discussion

La configuration 3 fournit les meilleurs résultats du point de vue de la régulation de température. C'est donc cette configuration qui est retenue pour la construction des modules de détection. Les différences de température à l'intérieur d'une matrice de cristaux sont d'autant plus basses que la température de régulation est proche de la température du laboratoire. A 50°C , les coefficients de variation relatif du LY du LSO et du LuYAP sont respectivement de $-0,79\%/^{\circ}\text{C}$ et $0,27\%/^{\circ}\text{C}$. La mesure de ces coefficients de variation est présentée plus loin dans ce chapitre.

Ainsi, une différence de température de 4°C entre le haut et le bas d'un cristal conduit à une dispersion du LY de $3,2\%$ pour le LSO et de $1,1\%$ pour le LuYAP. Par rapport à la résolution en énergie des modules qui s'élève à environ 30% , la dégradation de la résolution liée au gradient de température des cristaux est faible.

Une différence de température de 2°C entre des cristaux conduit à une dispersion du LY de $1,6\%$ pour le LSO et de $0,5\%$ pour le LuYAP. Ainsi, même pour une température de régulation assez élevée de 50°C , la dispersion des réponses due aux différences de température à l'intérieur de la matrice est négligeable.

2.3 Détermination de la profondeur d'interaction

Cette section présente les méthodes d'identification de la couche d'interaction qui sont développées pour les phoswich LSO/LuYAP, LuYAP/LuAP et LSO/LuAP. Ces méthodes sont basées sur l'une ou l'autre des approches suivantes :

- Utilisation d'une combinaison linéaire des valeurs d'échantillonnage des impulsions,
- Utilisation d'un réseau de neurones.

2.3.1 Combinaison linéaire des valeurs d'échantillonnage

Forme des impulsions

La lecture des impulsions de sortie des modules phoswich fournit 16 valeurs ADC, A_i ($i = 0, \dots, 15$), qui couvrent une fenêtre temporelle de 400 ns. Pour représenter la forme des impulsions, on utilise les valeurs d'échantillonnage a_i ($i = 0, \dots, 15$), normalisées par rapport à l'énergie après soustraction de la ligne de base fournie par la première valeur d'échantillonnage, A_0 .

$$a_i = \frac{A_i - A_0}{\sum_{i=1}^{15} (A_i - A_0)} \quad (2.6)$$

La figure 2.15(a) montre la forme des impulsions moyennées sur quelques milliers d'événements, pour des interactions dans du LSO, du LuYAP et du LuAP. Les impulsions du LuAP sont mesurées sur un module à couche unique constituée de 64 cristaux de LuAP collés au MaPMT. En revanche, les impulsions LSO et LuYAP sont mesurées sur un module phoswich LSO/LuYAP. La nature des impulsions est alors déterminée en utilisant la méthode du dernier échantillon qui est décrite dans la suite de la section. Le sous-dépassement observé en fin d'impulsion pour le LSO et pour le LuAP est lié à la constante de temps relativement courte de ces scintillateurs et à la mise en forme du signal. La figure 2.15(b) montre la dérivée des impulsions. Celle-ci est représentée à partir des valeurs p_i définies comme

$$p_i = a_{i+1} - a_i \quad (2.7)$$

Les impulsions moyennes ou leurs dérivées diffèrent nettement les unes des autres. Cependant, il faut noter que les impulsions individuelles peuvent s'écarter significativement des impulsions moyennes, ce qui tend à élargir la distribution des valeurs prises par les combinaisons linéaires d'échantillons, pour des interactions provenant d'une couche donnée. Une bonne méthode d'identification est basée sur une combinaison linéaire dont la distribution des valeurs est bien séparée selon la provenance des événements.

La figure 2.16 illustre la fluctuation des impulsions individuelles, pour des événements provenant du LSO. La courbe en trait continu représente l'impulsion moyenne et les deux courbes en traits discontinus représentent des impulsions individuelles. Le décalage horizontal des impulsions est lié à la durée qui sépare le déclenchement de la lecture du registre en anneau et l'arrivée du 16^{ème} échantillon dans le registre. Cette durée est comprise entre 0 et 25 ns. Lorsqu'elle est proche de 0, seul deux échantillons précèdent le flanc de montée de l'impulsion, et lorsqu'elle est proche de 25 ns, trois échantillons le précèdent. Le bruit électronique et la statistique de détection des photons contribuent également aux fluctuations de la forme des impulsions, en particulier pour les impulsions de lumière de faibles intensités qui atteignent la photocathode du MaPMT.

A cause de ces fluctuations, l'échantillon maximum peut se situer en 5^{ème}, 6^{ème} ou 7^{ème} position, comme le montre la figure 2.17, qui donne la distribution de la position des échantillons de valeur maximum pour des événements provenant du LSO, du LuYAP et du LuAP.

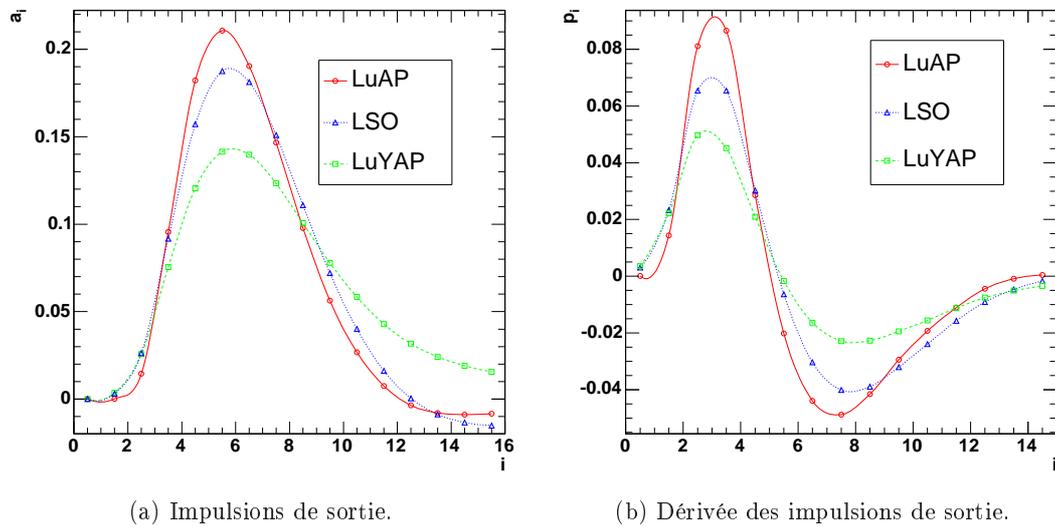


FIG. 2.15 – Comparaison des impulsions de sortie des modules de détection pour du LuAP, du LSO et du LuYAP.

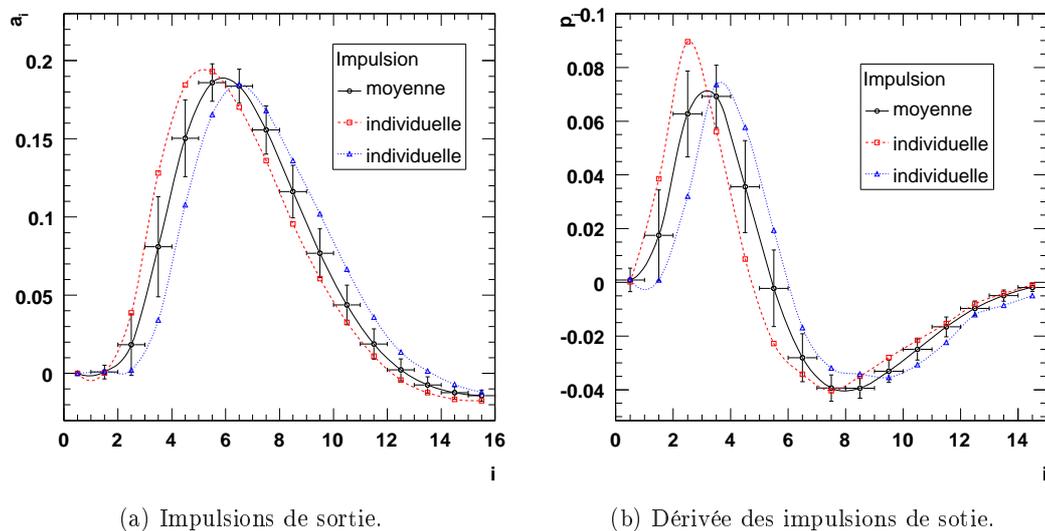


FIG. 2.16 – Mise en évidence de la fluctuation des valeurs prises par les variables a_i et p_i , pour des événements LSO. Les courbes en traits discontinus correspondent à deux événements individuels. Les courbes en trait plein relient les valeurs moyennes des variables a_i et p_i . Les barres d'incertitudes représentent l'écart-type de la distribution statistique de ces variables.

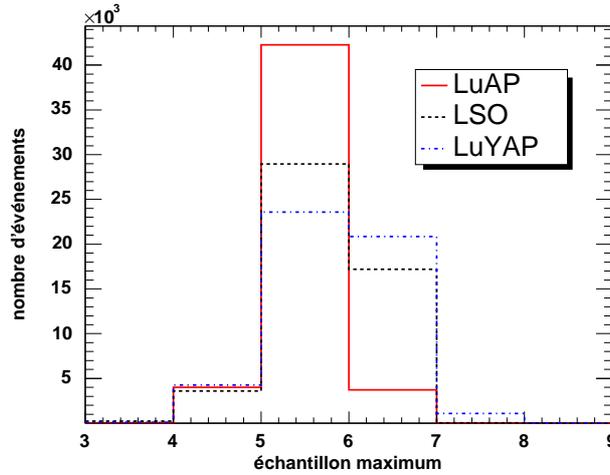


FIG. 2.17 – Distribution de la position des échantillons de valeur maximum, pour des événements provenant du LuAP, du LSO et du LuYAP.

Phoswich LSO/LuYAP

Les cristaux de LuYAP utilisés actuellement dans le scanner ClearPET sont fabriqués à l'usine technico-chimique de Bogoroditsk (Russie). Contrairement aux cristaux de LSO, dont la constante de temps vaut 40 ns, ces cristaux de LuYAP possèdent deux composantes de déclin de scintillation. La composante rapide a une constante de temps d'environ 25 ns qui constitue 47% de la lumière de scintillation et la composante lente a une constante de temps d'environ 250 ns [19]. Cette composante lente est responsable de la longue queue de l'impulsion du LuYAP (Fig. 2.15(a)). La méthode utilisée pour l'identification de la couche d'interaction, dans un phoswich LSO/LuYAP, est basée sur la variable a_{15} . Les événements pour lesquels a_{15} est supérieur à un paramètre de séparation α sont identifiés comme provenant du LuYAP. Les autres sont identifiés comme provenant du LSO.

La figure 2.18 montre la distribution des valeurs a_{15} pour l'ensemble des événements mesurés sur un module phoswich LSO/LuYAP. Une fonction égale à la somme de deux Gaussiennes est ajustée sur la distribution. L'ajustement étant bon, nous faisons l'hypothèse que a_{15} suit la distribution Gaussienne de gauche pour les événements LSO et celle de droite pour les événements LuYAP. Appelons $G_1(x)$ la gaussienne se rapportant au LSO et $G_2(x)$ celle se rapportant au LuYAP. L'efficacité d'identification de la couche d'interaction (EFF) ainsi que les efficacités d'identification spécifiques pour le LSO (EFF_1) et pour le LuYAP (EFF_2) peuvent être calculées d'après les équations suivantes.

$$EFF = \frac{\int_{-\infty}^{\alpha} G_1(x)dx + \int_{\alpha}^{+\infty} G_2(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} (G_1(x) + G_2(x))dx} \quad (2.8)$$

$$EFF_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\alpha} G_1(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} G_1(x)dx} \quad (2.9)$$

$$EFF_2 = \frac{\int_{\alpha}^{+\infty} G_2(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} G_2(x)dx} \quad (2.10)$$

Pour ce module, le paramètre de séparation α qui maximise l'efficacité d'identification est égale à $-0,005$. Celle-ci est égale à 99,0% et les efficacités d'identification spécifiques pour les événements provenant du LSO et pour ceux provenant du LuYAP s'élèvent respectivement à 99,7% et 98,0%. A cause de l'écart entre les points de l'histogramme et la régression, il est probable que les valeurs d'efficacité obtenues soient un peu optimistes. L'incertitude sur les efficacités calculées est estimée à 2-3%.

Le paramètre de séparation optimal α prend des valeurs assez différentes d'un module à l'autre. Il est donc nécessaire de le calculer séparément pour chaque module. Cependant, quelque soit la valeur de α , les distributions des valeurs de a_{15} pour les événements provenant du LSO et du LuYAP suivent toujours une distribution égale à la somme de deux Gaussiennes bien séparées. Ainsi, les efficacités d'identifications sont semblables pour tous les modules phoswich LSO/LuYAP. La valeur α mesurée est indépendante du décodeur et de l'entrée FPGA utilisée. On n'observe pas non plus de corrélation entre la valeur α et la densité des cristaux de LuYAP. La figure 2.19 montre la distribution des valeurs α mesurées sur les 18 modules qui sont montés sur le démonstrateur ClearPET.

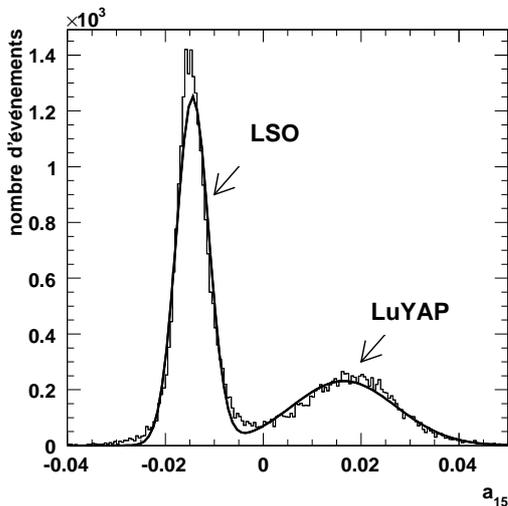


FIG. 2.18 – Distribution de a_{15} pour un module phoswich LSO/LuYAP. Une fonction égale à la somme de deux Gaussiennes est ajustée sur la distribution.

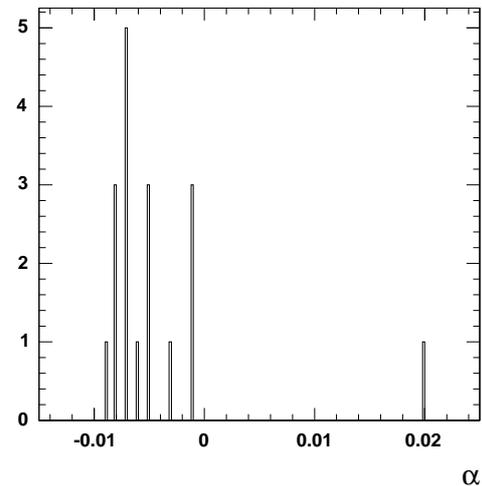


FIG. 2.19 – Distribution des valeurs du paramètre optimal de séparation α pour les 18 modules phoswich LSO/LuYAP.

Phoswich LuAP/LuYAP

Trois méthodes de détermination de la profondeur d'interaction dans un module phoswich LuAP/LuYAP ont été expérimentées. La première méthode, identique à celle utilisée pour les modules phoswich LSO/LuYAP, est basée sur l'échantillon a_{15} . La seconde méthode est basée sur l'échantillon a_5 et la troisième est basée sur la valeur maximum des échantillons.

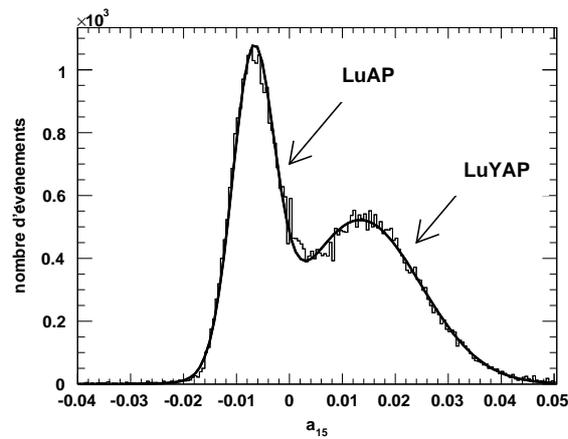
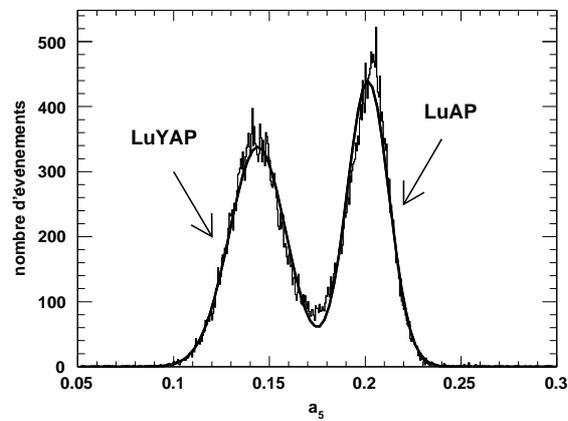
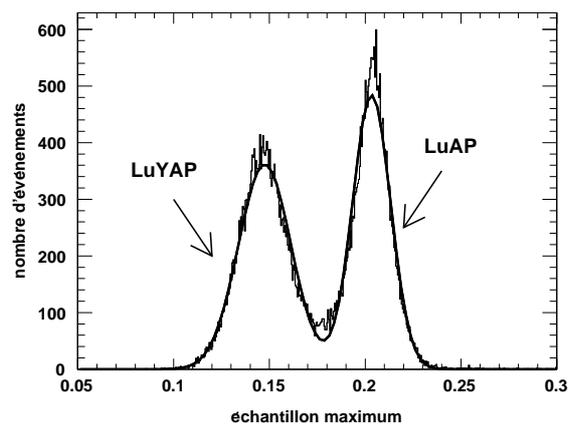
Les figures 2.20(a), 2.20(b) et 2.20(c) montrent respectivement les distributions de a_{15} , a_5 et du maximum. Avec la méthode du dernier échantillon, la séparation entre les distributions se rapportant aux deux types de cristaux qui composent le module est moins bonne pour un phoswich LuAP/LuYAP que pour un phoswich LSO/LuYAP. En effet, à l'instar du LuYAP, le LuAP possède une composante lente beaucoup moins importante. Ainsi, par rapport à la distribution du LSO, la distribution du LuAP est décalée vers celle du LuYAP.

Les petits écarts entre les fonctions de régression et les histogrammes des figures 2.18 et 2.20 peuvent s'expliquer en partie par les excitations simultanées des deux types de scintillateurs qui composent les phoswich, suite à des diffusions Compton de γ dans une des couches et à leur absorption dans l'autre. Dans ce cas, les impulsions de sortie sont des mélanges des impulsions caractéristiques des deux types de cristaux composant le phoswich. La probabilité de diffusion et d'absorption d'un γ dans des cristaux appartenant à un même pixel est assez basse, excepté lorsque les γ arrivent selon une direction radiale, mais dans ce cas, la détermination de la profondeur d'interaction n'est pas nécessaire pour lever l'incertitude de parallaxe.

Le tableau 2.4 présente l'efficacité des différentes méthodes, calculées avec les équations 2.8, 2.9, 2.10. Pour la première méthode, les index 1 et 2 sont respectivement associés aux cristaux de LuAP et de LuYAP. A l'inverse, pour la seconde et la troisième méthode, les index 1 et 2 sont respectivement associés aux cristaux de LuYAP et de LuAP.

méthode	α	EFF	EFF_{LuAP}	EFF_{LuYAP}
a_{15}	0,000	90,8%	94,8%	88,3%
a_5	0,176	98,7%	98,6%	98,8%
maximum	0,179	99,1%	98,9%	99,2%

TAB. 2.4 – Efficacités d'identification de la profondeur d'interaction dans un module phoswich LuAP/LuYAP, pour des méthodes basées sur a_{15} , a_5 , ou sur l'échantillon de valeur maximum.

(a) Distribution de a_{15} .(b) Distribution de a_5 .

(c) Distribution de la valeur maximum d'échantillonnage.

FIG. 2.20 – Histogrammes des valeurs de a_{15} , a_5 et des maximums, pour un module phosphor LuAP/LuYAP. Une fonction égale à la somme de deux Gaussiennes est ajustée sur les distributions.

Phoswich LSO/LuAP

Quatre méthodes de détermination de la profondeur d'interaction dans un phoswich LSO/LuAP ont été testées. Les trois premières méthodes sont basées respectivement sur les combinaisons linéaires C_1 , C_2 et C_3 . La quatrième méthode utilise la valeur maximum d'échantillonnage des impulsions.

$$C_1 = a_4 + a_5 + a_6 - a_8 - a_9 - a_{10} - a_{11} \quad (2.11)$$

$$C_2 = a_5 \quad (2.12)$$

$$C_3 = p_2 + p_3 - p_5 - p_6 - p_7 \quad (2.13)$$

$$\iff C_3 = a_4 + a_6 - a_2 - a_8 \quad (2.14)$$

Les figures 2.21(a), 2.21(b), 2.21(c), 2.21(d) montrent respectivement les distributions de C_1 , C_2 , C_3 et du maximum mesurées sur un module phoswich. Ces distributions n'apparaissant pas comme la somme de deux distributions Gaussiennes, il n'est pas possible d'estimer l'efficacité de ces méthodes à partir des données obtenues sur un module phoswich.

Afin d'évaluer leurs efficacités, deux groupes de données sont constitués, l'un contenant uniquement des événements LuAP et l'autre, uniquement des événements LSO. Les données du LuAP proviennent d'un module simple couche et les données LSO proviennent d'un module phoswich LSO/LuYAP, après sélection des événements LSO avec la méthode du dernier échantillon.

Les figures 2.22(a), 2.22(b), 2.22(c), 2.22(d) donnent les distributions de C_1 , C_2 , C_3 et du maximum, pour des événements provenant du LSO et du LuAP. Les histogrammes sont remplis de sorte que le rapport entre le nombre d'événements LSO et le nombre d'événements LuAP soit égal au rapport qui serait mesuré avec un module phoswich équilibré, soit 1,9. Ce rapport r est donné par l'équation :

$$r = \frac{1 - e^{-l\mu_{LSO}}}{e^{-\mu_{LSO}l}(1 - e^{-\mu_{LuAP}l})} \quad (2.15)$$

où l est la longueur des cristaux et μ_{LSO} , μ_{LuAP} sont respectivement les coefficients d'atténuation du LSO et du LuAP à 511 keV.

Ainsi, l'efficacité d'identification globale EFF et les efficacités d'identification spécifiques EFF_{LSO} et EFF_{LuAP} pour les événements LSO et LuAP peuvent être calculées avec les équations :

$$EFF = \frac{\int_{-\infty}^{\alpha} h_{LSO}(x)dx + \int_{\alpha}^{+\infty} h_{LuAP}(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} (h_{LSO}(x) + h_{LuAP}(x))dx} \quad (2.16)$$

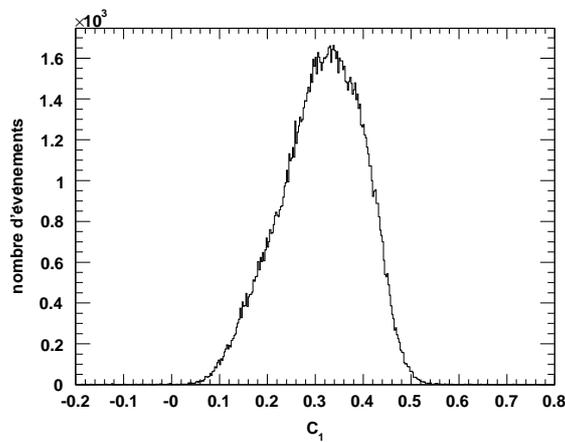
$$EFF_{LSO} = \frac{\int_{-\infty}^{\alpha} h_{LSO}(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} h_{LSO}(x)dx} \quad (2.17)$$

$$EFF_{LuAP} = \frac{\int_{\alpha}^{+\infty} h_{LuAP}(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} h_{LuAP}(x)dx} \quad (2.18)$$

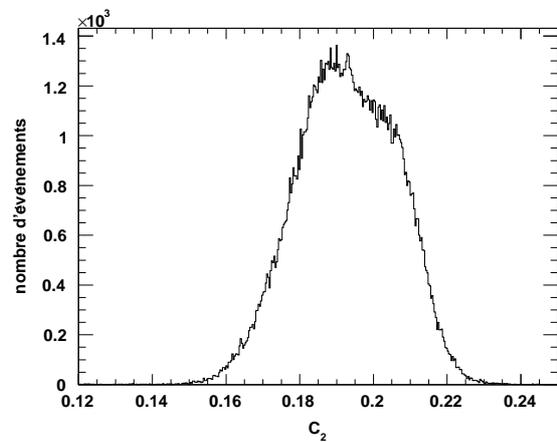
où h_{LSO} et h_{LuAP} sont les distributions des valeurs de sortie des différentes méthodes, pour des événements LSO et LuAP respectivement. Les efficacités d'identification qui sont données dans le tableau 2.5 se rapportent toutes à un paramètre de séparation α qui maximise l'efficacité globale.

méthode	α	EFF	EFF_{LuAP}	EFF_{LSO}
C_1	0,380	77,6%	67,12%	85,7%
C_2	0,203	88,0%	82,6%	90,9%
C_3	0,240	90,4%	82,9%	94,4%
maximum	0,204	87,9%	84,0%	89,9%

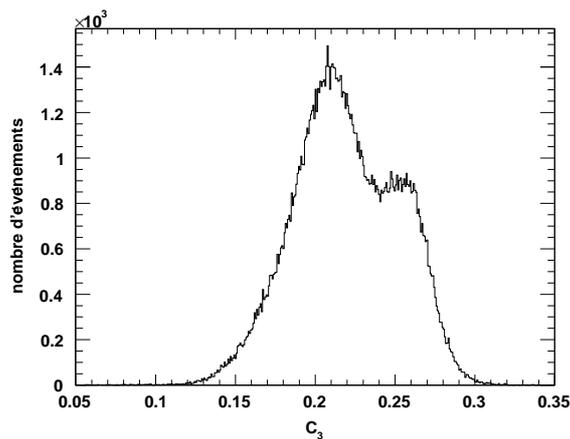
TAB. 2.5 – Efficacités d'identification de la profondeur d'interaction dans un module phoswich LSO/LuAP, pour des méthodes basées sur les combinaisons linéaires C_1 , C_2 , C_3 et sur la valeur maximum d'échantillonnage.



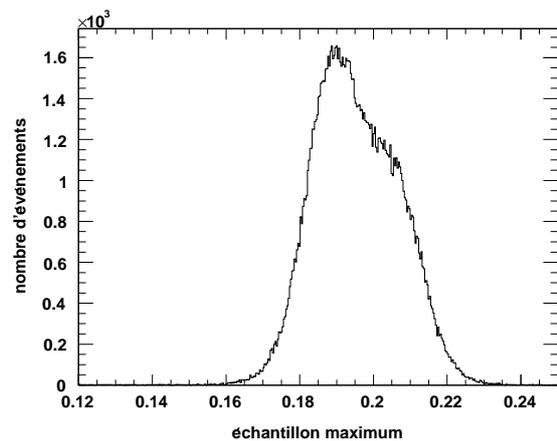
(a) Distribution de C_1 .



(b) Distribution de C_2 .

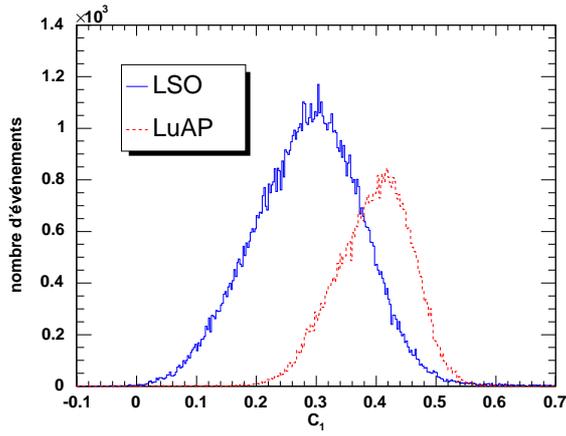


(c) Distribution de C_3 .

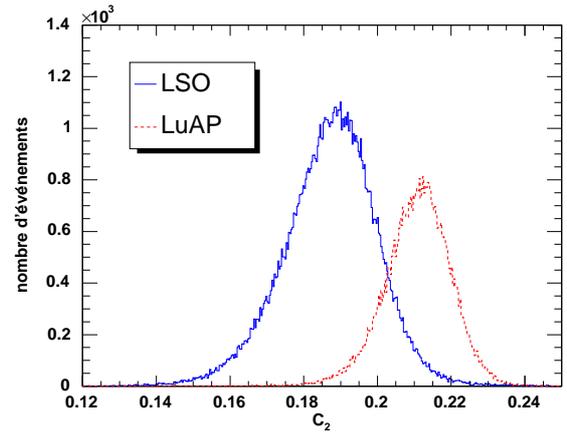


(d) Distribution du maximum.

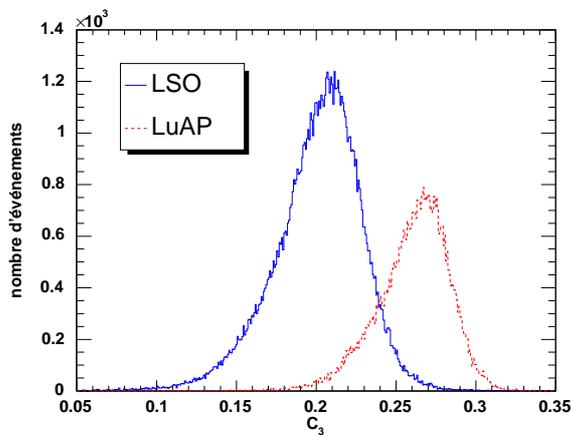
FIG. 2.21 – Distributions de C_1 , C_2 , C_3 , ainsi que de la valeur maximum d'échantillonnage, mesurées sur un module phoswich LSO/LuAP.



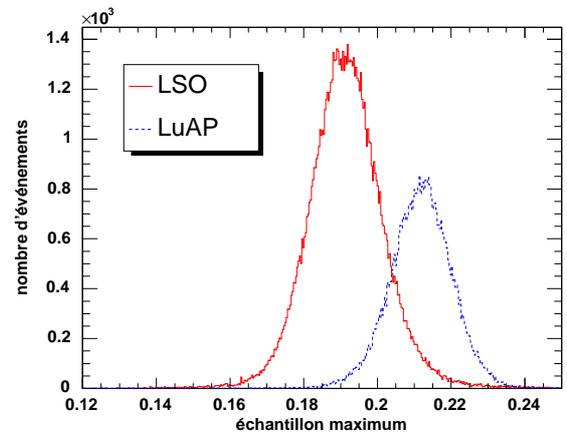
(a) Distribution de C_1 .



(b) Distribution de C_2 .



(c) Distribution de C_3 .



(d) Distribution du maximum.

FIG. 2.22 – Distributions de C_1 , C_2 , C_3 , ainsi que de la valeur maximum d'échantillonnage, pour des événements provenant du LSO et pour des événements provenant du LuAP.

2.3.2 Réseaux de neurones

Cette section présente l'utilisation de réseaux de neurones pour l'identification de la profondeur d'interaction dans des modules phoswich LSO/LuAP.

Méthode

Les réseaux de neurones constituent un outil très puissant de reconnaissance de forme et de classification d'événements, notamment lorsque les données sont bruitées ou complexes. Dans un domaine d'application très proche de ce travail, les réseaux de neurones ont été employés avec succès pour extraire la position d'interaction de photons γ dans des blocs scintillants lus par plusieurs photodétecteurs [77], [78], [79].

Ce paragraphe présente les idées principales relatives aux réseaux de neurones au travers les cas particuliers des réseaux de neurones qui sont employés dans ce travail. Pour de plus amples informations concernant les fondements théoriques des réseaux de neurones, le lecteur intéressé peut se référer à [80], [81].

L'identification de la couche d'interaction à l'aide d'un réseau de neurones nécessite la construction d'une fonction de classification. Cette fonction fait intervenir les valeurs d'échantillonnage a_1, \dots, a_{15} et elle doit fournir en sortie une valeur réelle proche de 0 ou de 1, selon la nature de l'événement. La figure 2.23 présente la structure des deux réseaux de neurones qui sont utilisés dans ce travail. Le réseau de neurones dont la structure est présentée dans la figure 2.23(a) possède une couche d'entrée comportant 15 neurones, ainsi qu'une couche de sortie comportant un neurone. Sa fonction de classification $F_1(a_1, \dots, a_{15})$ s'écrit :

$$F_1(a_1, \dots, a_{15}) = t \left(s + \sum_{i=1}^{15} w_i a_i \right) \quad (2.19)$$

Le paramètre s , appelé seuil, et les paramètres w_1, \dots, w_{15} , appelés poids synaptiques, sont des constantes réelles. La fonction $t(x)$, appelée fonction de transfert, est une sigmoïde :

$$t(x) = \frac{1}{1 + \exp(-x)} \quad (2.20)$$

Le réseau de neurones dont la structure est présentée dans la figure 2.23(b) comporte une couche dite cachée, de 5 neurones. Le nombre de neurones sur une couche cachée peut être optimisé de manière empirique, mais dans cette étude, il est choisi arbitrairement. La fonction de classification de ce réseau de neurones $F_2(a_1, \dots, a_{15})$ s'écrit :

$$F_2(a_1, \dots, a_{15}) = \sum_{i=1}^5 w_i h_i(a_1, \dots, a_{15}) \quad (2.21)$$

où

$$h_i(a_1, \dots, a_{15}) = t \left(s_i + \sum_{j=1}^{15} w_{ij} a_j \right) \quad (2.22)$$

Le paramètre w_{ij} ($i = 1, \dots, 5$ et $j = 1, \dots, 15$) constitue le poids synaptique de l'interconnexion entre le $j^{\text{ème}}$ neurone d'entrée et le $i^{\text{ème}}$ neurone de la couche cachée ; et le paramètre s_i ($i = 1, \dots, 5$) constitue le seuil du $i^{\text{ème}}$ neurone de la couche cachée. La sortie du réseau de

neurone est une somme pondérée par les poids w_i des sorties h_i des neurones de la couche cachée.

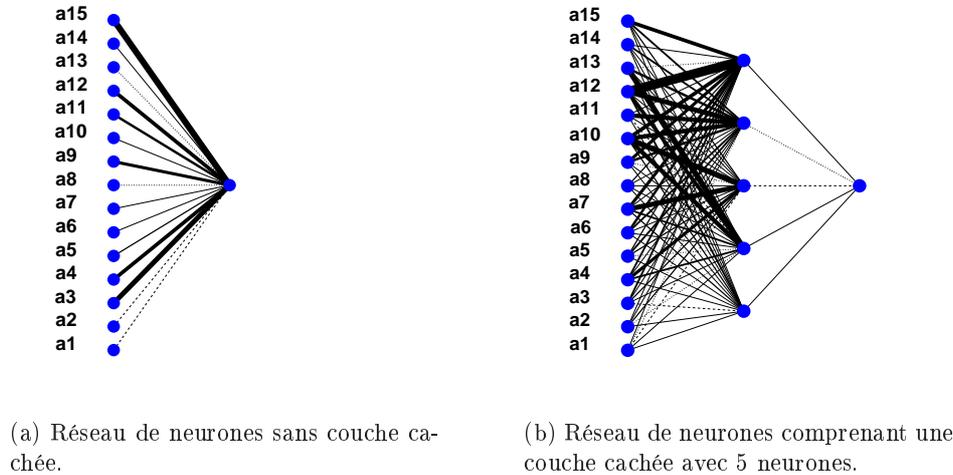


FIG. 2.23 – Structures des deux réseaux de neurones utilisés dans ce travail. Les neurones sont représentés par des disques bleus et les synapses par des lignes joignant les neurones. L'épaisseur des lignes est proportionnelle aux poids synaptiques.

La détermination des paramètres des fonctions de classification est réalisée suivant un processus dit d'apprentissage du réseau de neurones. Cet apprentissage supervisé consiste à fournir au réseau de neurones un jeu de données pour lesquelles la classification est connue. En utilisant un algorithme de rétropropagation du gradient, le réseau de neurones ajuste les poids synaptiques de telle sorte que l'écart quadratique entre les classifications réelle et calculée soit le plus petit possible. L'apprentissage du réseau de neurones est réalisé avec l'algorithme de Broyden, Fletcher, Goldfarb et Shanno (méthode BFGS), disponible dans la classe `TMultiLayerPerceptron` de ROOT [82].

Un premier groupe de données contenant 10000 événements LSO est constitué en sélectionnant, à l'aide de la méthode du dernier échantillon, des événements LSO parmi les événements mesurés sur un module phoswich LSO/LuYAP. Un second groupe de données contenant 10000 événements LuAP est constitué en réalisant une acquisition sur un module non phoswich comportant uniquement une couche de LuAP. Ces données sont alors regroupées dans un même fichier, mais elles sont placées dans un ordre aléatoire afin d'améliorer l'efficacité de l'apprentissage.

Les réseaux de neurones sont entraînés à fournir une valeur proche de 0 lorsqu'ils détectent une impulsion caractéristique du LSO, et une valeur proche de 1 lorsqu'ils détectent une impulsion caractéristique du LuAP. Dans le cas où l'impulsion ne ressemble ni à une impulsion du LSO, ni à une impulsion du LuAP, les réseaux de neurones fournissent une valeur de sortie intermédiaire entre 0 et 1. Une telle impulsion peut être due à une excitation simultanée des scintillateurs dans les deux couches du phoswich, suite à une diffusion Compton d'un photon γ dans une des couches et à son absorption dans l'autre.

Les réseaux de neurones sont testés sur deux jeux de données, l'un contenant 200000 événements LuAP et l'autre 380000 événements LSO. Le rapport entre le nombre d'événements LSO et LuAP contenus dans ces jeux de données est le même que le rapport entre le nombre d'événements

nements LSO et LuAP qui seraient mesurés avec un module phoswich LSO/LuAP équilibré, soit 1,9. Ainsi, l'efficacité d'identification globale EFF et les efficacités d'identification spécifiques EFF_{LSO} pour les événements LSO et EFF_{LuAP} pour les événements LuAP peuvent être calculées avec les équations 2.16, 2.17, 2.18.

L'apprentissage du réseau de neurones est un processus assez long qui dure environ 15 mn, mais qui ne doit être réalisé qu'une seule fois pour déterminer les paramètres de la fonction de classification. Ensuite, l'identification de la profondeur d'interaction d'un événement revient simplement à calculer la valeur de cette fonction. Cette opération est extrêmement rapide, en particulier dans le cas où l'on utilise un réseau de neurones sans couche cachée. Dans ce cas, elle consiste à calculer une somme pondérée des valeurs a_1, \dots, a_{15} , puis à appliquer cette somme en argument d'une sigmoïde. Une opération aussi simple peut aisément être réalisée en ligne durant une acquisition TEP.

Résultats

Les figures 2.24(a) et 2.24(b) montrent les distributions des valeurs de sortie des fonctions F_1 et F_2 respectivement, pour les données de test LSO et LuAP. Le tableau 2.6 donne les efficacités d'identification des deux réseaux de neurones présentés sur la figure 2.23.

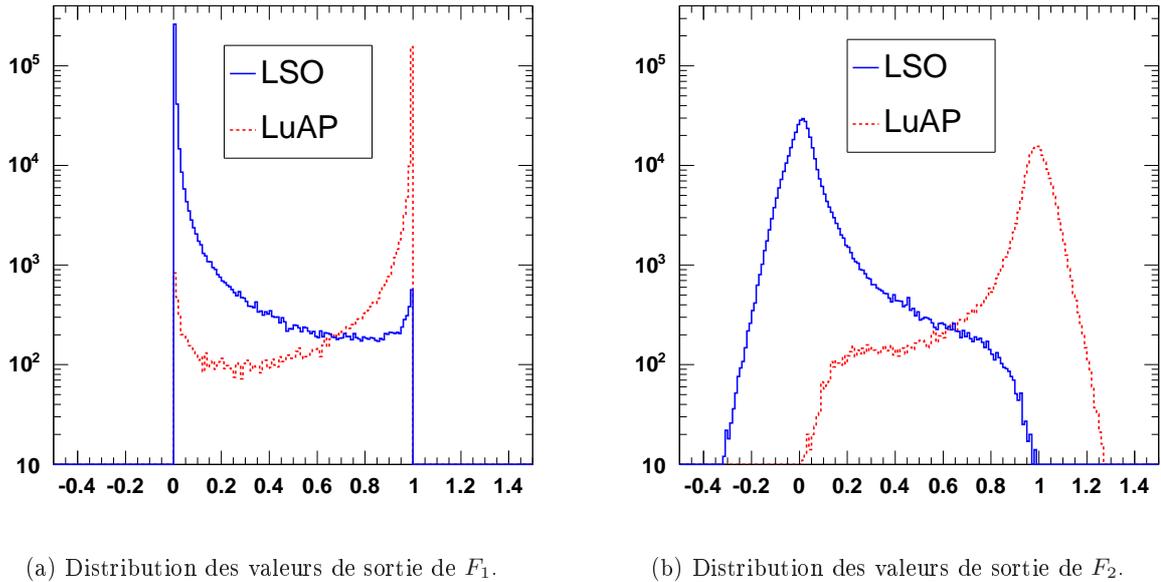


FIG. 2.24 – Distributions des valeurs de sortie des fonctions de classification pour les données de test LSO et LuAP.

Réseau de neurones	α	EFF	EFF_{LuAP}	EFF_{LSO}
avec une couche cachée	0,57	98,5%	97,6%	98,9%
sans couche cachée	0,66	97,2%	95,5%	98,1%

TAB. 2.6 – Efficacités d'identification de la profondeur d'interaction dans un module phoswich LSO/LuAP, avec les réseaux de neurones présentés sur la figure 2.23.

Dans une étude complémentaire [83], la généralité des fonctions de classification a été testée en modifiant diverses conditions expérimentales telles que la tension appliquée sur le MaPMT, le seuil de discrimination, la longueur des cristaux, la présence ou non de couplage optique, le type de matériau réflecteur, le spécimen de MaPMT. Si ces paramètres sont modifiés dans des limites raisonnables, l'efficacité d'identification ne change pas plus que 1-2%. Ainsi, une fonction de classification construite pour un module de détection donné peut être utilisée pour n'importe quel autre module, à la condition que ceux-ci soient construits avec les mêmes types de scintillateur.

Contrairement au LSO qui est un produit commercial, le LuYAP est encore un produit en phase de développement. Les efforts de développement portent principalement sur l'amélioration de la croissance des cristaux ainsi que sur l'optimisation du rapport Lu/Y et de la concentration en Ce. Les modifications des paramètres de production se répercutent non seulement sur la quantité de lumière produite, mais également sur l'intensité relative des composantes lentes et rapides. Les cristaux de LuYAP récemment produit par Photonics Materials Ltd (UK) génèrent d'avantage de lumière que les cristaux de LuYAP produits à Bogoroditsk, et l'intensité relative de leur composante lente est plus basse. En conséquence, les impulsions de ces nouveaux cristaux de LuYAP sont difficiles à distinguer de celles du LSO lorsque l'on utilise la méthode du dernier échantillon. La référence [83] montre qu'en configuration phoswich avec du LSO, l'efficacité d'identification de ces cristaux n'est que de 86% lorsque l'on utilise la méthode du dernier échantillon. En revanche, l'emploi d'un réseau de neurones sans couche cachée permet d'identifier les événements provenant du LuYAP avec une efficacité de 98%.

2.3.3 Discussion

Pour les trois types de phoswich, LSO/LuYAP, LuAP/LuYAP et LSO/LuAP, une méthode de détermination de la profondeur d'interaction ayant une efficacité de 97-99% est disponible. Pour un phoswich LSO/LuYAP, on utilise la méthode du dernier échantillon, tandis que pour un phoswich LuAP/LuYAP, il est préférable d'utiliser la méthode du maximum. Pour un phoswich LSO/LuAP, nous ne trouvons pas de méthode basée sur des combinaisons linéaires d'échantillons ayant une efficacité supérieure à 90%. En revanche, un réseau de neurones sans couche cachée suffit à obtenir une efficacité d'identification de 97%.

Les résultats concernant le phoswich LSO/LuAP sont particulièrement prometteurs car d'une part, le LuAP est un matériau qui possède des propriétés d'atténuation supérieures à celles du LuYAP, et d'autre part, ses impulsions se distinguent essentiellement de celles du LSO sur leur composante rapide. La mise en forme des impulsions utilisée actuellement est optimisée pour le phoswich LSO/LuYAP, c'est-à-dire pour faire apparaître la composante lente du LuYAP. Pour un phoswich LSO/LuAP, il serait préférable d'utiliser une mise en forme plus courte qui faciliterait la distinction des impulsions du LSO et du LuAP pour la détermination de la profondeur d'interaction, qui améliorerait la résolution temporelle des modules et permettrait une réduction du temps mort de l'électronique de lecture. On pourrait par exemple réduire le *peaking time* à 60 ns, au lieu de 125 ns actuellement. Cela engendrerait un petit défaut balistique pour les impulsions du LSO, et quasiment aucun pour celles provenant du LuAP, dont la constante de temps est de 18 ns. Compte tenu du LY très supérieur du LSO par rapport à celui du LuAP, ce défaut balistique sur le LSO pourrait être utilisé à profit pour équilibrer les réponses du LSO et du LuAP. Dans ce cas, il ne serait plus utile de disposer des inserts entre les cristaux de LSO et de LuAP.

2.4 Dispersion des réponses

La figure 2.25 montre la position des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP des 64 pixels d'un module de détection phoswich. Pour les événements provenant du LSO, les positions moyennes des pics photoélectriques des pixels comportant respectivement 2, 3, ou 4 pixels adjacents valent respectivement 63,3 73,6 et 80,8. Afin de vérifier l'origine de cette corrélation entre la position du pic photoélectrique et le nombre de pixels adjacents, nous utilisons un modèle faisant intervenir une diaphonie entre les pixels adjacents. Dans ce modèle, la quantité de lumière détectée dans un canal adjacent au canal d'incidence est égale à une fraction c de la quantité de lumière reçue par ce dernier. Le signal de dynode est constitué de la somme des réponses des différents pixels du MaPMT. Ainsi, si l'on fait l'hypothèse que les réponses des anodes sont équilibrées, les positions m_2 , m_3 , m_4 des pics photoélectriques des pixels comportant respectivement 2, 3, ou 4 pixels adjacents sont données par les équations :

$$m_2 = (1 + 2c)x \quad (2.23)$$

$$m_3 = (1 + 3c)x \quad (2.24)$$

$$m_4 = (1 + 4c)x \quad (2.25)$$

où x est la contribution du pixel d'interaction au signal de dynode. En considérant la diaphonie égale à 20%, selon l'estimation donnée dans [69], on obtient :

$$m_2 = 1,4x \quad (2.26)$$

$$m_3 = 1,6x \quad (2.27)$$

$$m_4 = 1,8x \quad (2.28)$$

Par conséquent,

$$\frac{m_2}{1,4} = \frac{m_3}{1,6} = \frac{m_4}{1,8} \quad (2.29)$$

Conformément à l'équation 2.29, les rapports expérimentaux $m_2/1,4$ $m_3/1,6$ et $m_4/1,8$ sont approximativement égaux. Ceux-ci valent respectivement 45,2 46,0 et 44,9. On peut donc valider le modèle et affirmer que la corrélation entre la position du pic photoélectrique et le nombre de pixels adjacents est due à la diaphonie, et que celle-ci s'élève à environ 20%.

Pour les modules phoswich LSO/LuYAP, l'écart-type relatif de la distribution de la position des pics photoélectriques, $\sigma_{relatif}$, est typiquement de 11,4% pour le LSO et de 8% pour le LuYAP. Pour les deux modules LSO/LuAP qui ont été construits, la valeur moyenne de $\sigma_{relatif}$ pour le LSO est de 12,5% et de 8% pour le LuAP. Pour le module phoswich LuAP/LuYAP, $\sigma_{relatif}$ vaut 10,3% pour le LuYAP et 6,8% pour le LuAP.

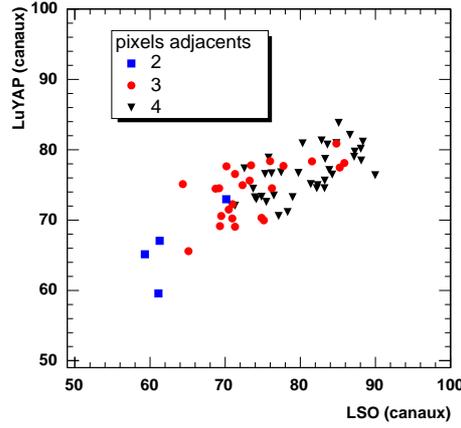


FIG. 2.25 – Dispersion de la position des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP pour les 64 pixels d’un module phoswich. Les carrés, les ronds, les triangles se rapportent respectivement aux pixels ayant 2, 3, 4 pixels adjacents.

2.5 Spectres en énergie

Les figures 2.26, 2.27, 2.28 montrent respectivement les spectres en énergie typiques mesurés sur un quart des pixels des modules phoswich LSO/LuYAP, LSO/LuAP et LuAP/LuYAP. Le taux d’événements provenant du LuYAP mesuré sur le phoswich LSO/LuYAP est de 32,5%. Ce taux reflète l’absorption par les cristaux de LSO situés du côté de la face d’entrée du module, ainsi que les sections efficaces d’interaction du LSO et du LuYAP.

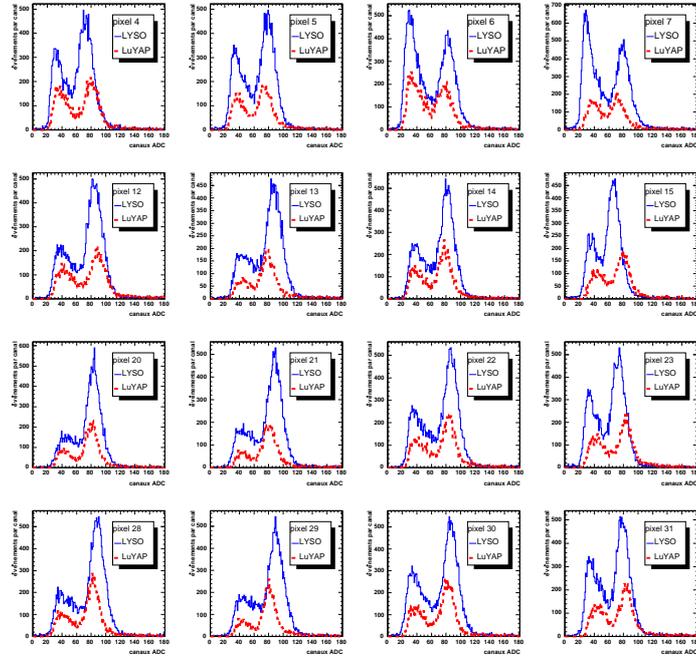


FIG. 2.26 – Spectres d’énergie du LSO et du LuYAP mesurés sur un module phoswich irradié avec une source de ^{68}Ge . Couche d’interaction déterminée à partir de la composante a_{15} .

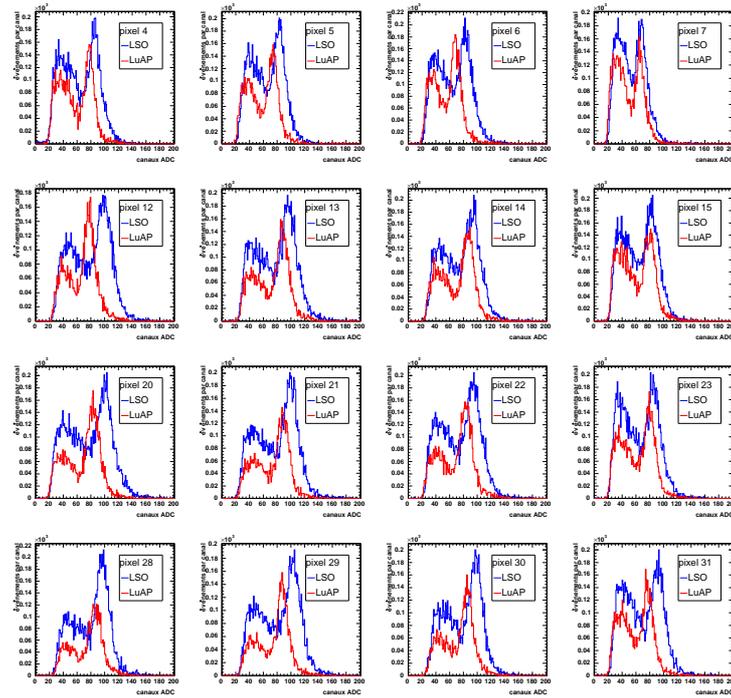


FIG. 2.27 – Spectres d'énergie du LSO et du LuAP mesurés sur un module phoswich irradié avec une source de ^{68}Ge . Couche d'interaction déterminée avec un réseau de neurones sans couche cachée.

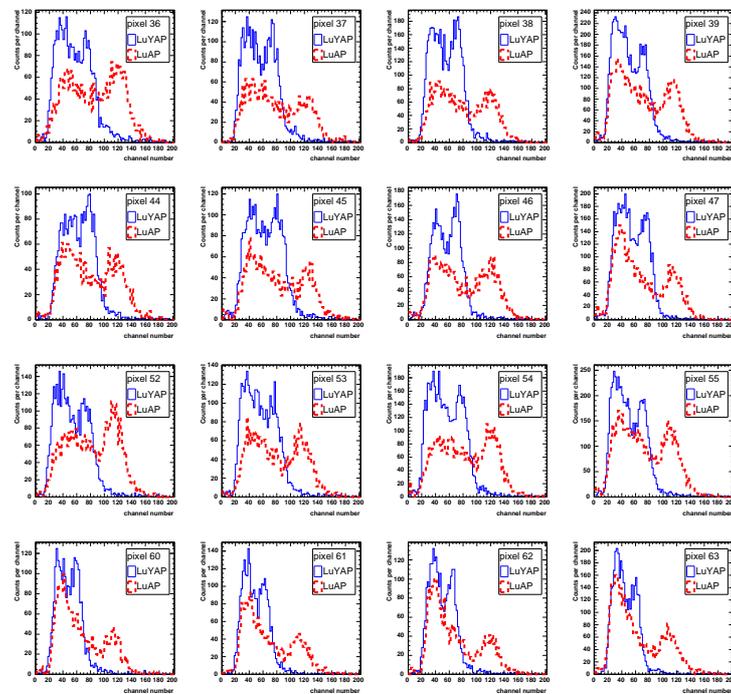


FIG. 2.28 – Spectres d'énergie du LuYAP et du LuAP mesurés sur un module phoswich irradié avec une source de ^{137}Cs . Couche d'interaction déterminée à partir de la composante a_5 .

Sur le module phoswich LSO/LuAP, le taux d'événement provenant du LuAP est de 37,3%. Ce taux, supérieur à celui mesuré précédemment pour le LuYAP, reflète le meilleur pouvoir d'arrêt du LuAP. Il correspond à un rapport entre le nombre d'événements provenant du LSO et du LuAP égal à 1,7 qui est relativement proche de la valeur calculée précédemment, égale à 1,9. Bien que le LY du LuYAP soit supérieur à celui du LuAP, l'amplitude des réponses du LuAP est plus grande que celle du LuYAP. Ceci s'explique par le positionnement des cristaux de LuYAP sur la couche supérieure du phoswich.

2.6 Résolution en énergie

La figure 2.29 montre les résolutions en énergie FWHM du LuYAP et du LSO pour les 64 pixels d'un module phoswich LSO/LuYAP irradié avec une source de ^{68}Ge . Comme le montre la figure 2.30, les résolutions sont mesurées en ajustant sur les spectres d'énergie une fonction égale à la somme d'une exponentielle décroissante et d'une Gaussienne. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est alors calculée en multipliant l'écart type de la Gaussienne par 2,35. Pour un module LSO/LuYAP, la résolution en énergie FWHM moyenne à 511 KeV est typiquement de $(28 \pm 2\%)$ pour le LSO et de $(25 \pm 2\%)$ pour le LuYAP. Bien que les positions des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP soient égalisées, le LuYAP fournit une meilleure résolution en énergie que le LSO. Ce résultat peut s'expliquer en partie par la meilleure résolution intrinsèque en énergie du LuYAP comparée à celle du LSO [15]. Une autre raison à cela est probablement la moins bonne uniformité de la collecte de lumière du LSO comparée à celle du LuYAP, à cause de la position du LSO dans l'arrangement phoswich. Pour un module LSO/LuAP, la résolution en énergie FWHM moyenne est de 31% pour le LSO et de 25% pour le LuAP et pour un module LuAP/LuYAP, la résolution en énergie FWHM moyenne est de 28% pour le LuAP et de 29% pour le LuYAP.

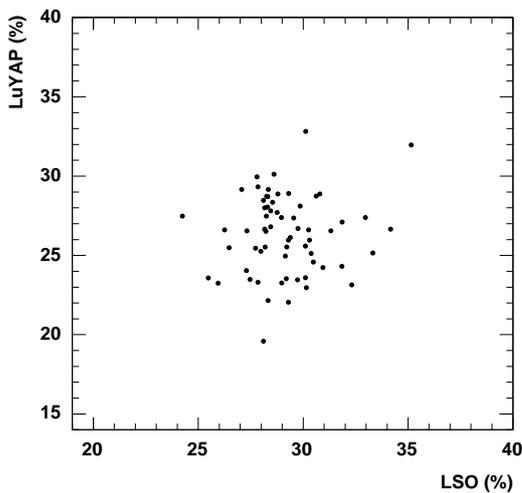


FIG. 2.29 – Résolution en énergie pour le LSO et pour le LuYAP mesurées sur les 64 pixels d'un module phoswich irradié avec du ^{68}Ge .

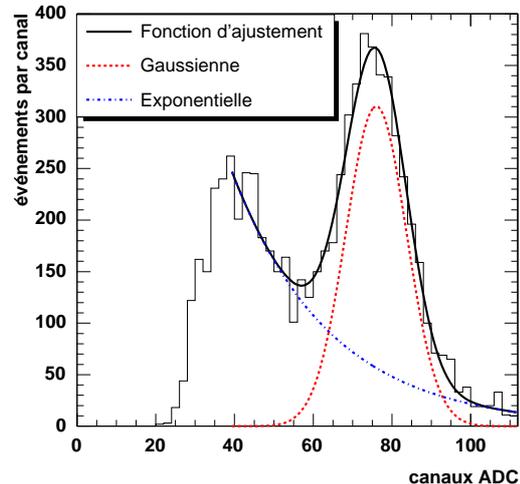


FIG. 2.30 – Ajustement d'une fonction égale à la somme d'une exponentielle et d'une Gaussienne sur le spectre en énergie du LSO pour un pixel d'un module phoswich LSO/LuYAP irradié avec du ^{68}Ge .

2.7 Dépendance en température des LY du LuYAP, du LuAP et du LSO

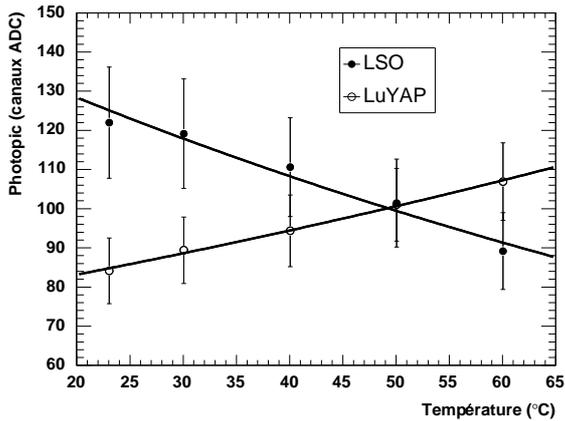
Les figures 2.31(a) et 2.31(b) montrent la position moyenne des pics photoélectriques en fonction de la température, pour les couches de cristaux composant un module LSO/LuYAP et un module LuAP/LuYAP. La fonction $f(T)$ est ajustée sur les données en considérant que le coefficient de variation relatif en température du LY est constant entre 20 et 60 °C. Le coefficient de variation en température est alors donné par le paramètre b de la fonction de régression.

$$f(T) = ae^{bT} \quad (2.30)$$

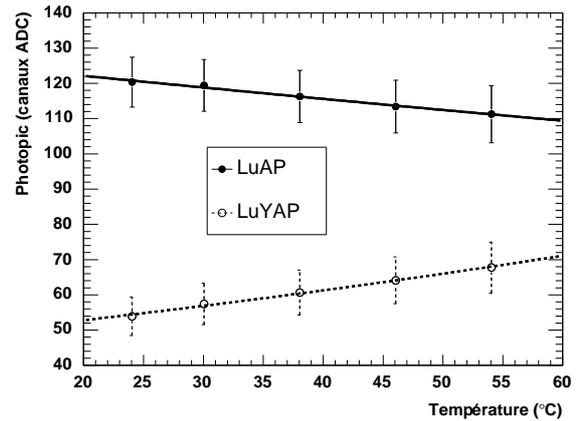
$$\frac{f'}{f}(T) = b \quad (2.31)$$

Pour le module LSO/LuYAP, les réponses du LSO et du LuYAP sont égalisées à environ 50 °C. Le coefficient relatif de variation en température du LSO est égal à $-0,71 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ et celui du LuYAP à $0,65\%/^\circ\text{C}$.

Afin d'équilibrer au mieux les réponses des événements provenant du LuYAP et du LuAP, ce sont les cristaux de LuAP, moins lumineux que les cristaux de LuYAP, qui sont collés sur la fenêtre d'entrée du MaPMT. Un carré de Tyvek est placé au-dessus des cristaux de LuYAP pour favoriser leur collecte de lumière et aucun insert n'est disposé entre les deux couches de cristaux. Cependant, à des températures de régulation compatibles avec les spécifications du Tyvek, les réponses du LuAP et du LuYAP ne peuvent pas être égalisées. Il est probable qu'un couplage optique entre les cristaux de LuAP et de LuYAP permettrait d'obtenir une égalisation des réponses à une température de régulation comprise entre 30 °C et 60 °C. D'après les mesures réalisées sur le module LuAP/LuYAP, le coefficient relatif de variation en température du LuAP est égal à $-0,26 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ et celui du LuYAP à $0,76\%/^\circ\text{C}$.



(a) Module LSO/LuYAP.



(b) Module LuAP/LuYAP.

FIG. 2.31 – Position moyenne des pics photoélectriques en fonction de la température, pour l'ensemble des pixels d'un module phoswich. Les barres d'incertitude représentent l'écart-type sur la position des pics photoélectriques.

2.8 Effet de la régulation en température

Pour chaque module, l'épaisseur d'aluminium évaporée est choisie dans le but d'égaliser les réponses du LSO et du LuYAP à 45 ° C. Pour déterminer l'épaisseur d'aluminium à déposer sur un module spécifique, on mesure le rapport entre les positions moyennes des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP. Pour limiter le déséquilibre entre les réponses du LSO et du LuYAP, cette mesure est réalisée avec un carré de papier noir disposé au-dessus des cristaux de LSO, une fois les cristaux de LuYAP collés sur le MaPMT. Une table de conversion élaborée au fil des dépositions indique l'épaisseur d'aluminium à déposer suivant le rapport mesuré. Les épaisseurs déposées s'échelonnent entre 25 nm et 32 nm.

Le procédé d'évaporation permet de déposer la même quantité d'aluminium sur l'ensemble des cristaux appartenant au même lot d'évaporation. Cependant, la précision sur l'épaisseur déposée est limitée à ± 2 nm, ce qui se traduit par des différences de $\pm 15\%$ entre les positions moyennes des pics photoélectriques du LSO et du LuYAP à 45 ° C. Pour l'ensemble des modules construits, le rapport entre les réponses du LSO et du LuYAP sont ramenées entre 1,00 et 1,04 en régulant la température des modules entre 35 ° C et 55 ° C.

Pour un taux d'événements simples donné, le taux de coïncidences mesuré lorsque les modules sont à leur température optimale est 25% plus élevé que lorsque les modules sont à température ambiante. La régulation de température permet en outre de s'affranchir des variations de température dans le laboratoire et de la dissipation thermique de l'électronique de lecture.

2.9 Performances du démonstrateur ClearPET

2.9.1 Conditions expérimentales

La figure 2.32 fournit une vue d'ensemble du démonstrateur ClearPET de Lausanne. Celui-ci comprend 18 modules phoswich LSO/LuYAP répartis sur trois anneaux de détection ayant un diamètre interne de 14,1 cm. Ces anneaux sont constitués de 20 secteurs dont 6 seulement sont équipés. 12 modules sont disposés sur 4 secteurs voisins (Fig. 2.33) et les 6 autres modules sont disposés de manière asymétrique sur deux secteurs voisins, afin que seul deux secteurs équipés soient exactement en face l'un de l'autre. La figure 2.34 présente la disposition des modules sur un anneau de détection. Cette géométrie permet d'imager l'ensemble du champ de vue, bien que les anneaux de détection soient partiellement remplis. Les modules de détection, le système de régulation en tension et en température, l'électronique de lecture et le système d'acquisition de données sont montés sur un tambour tournant continûment sur 360 °, à une vitesse angulaire de 1 tour par minute. Des contacts tournant permettent de transmettre les données et d'alimenter les unités électroniques embarquées sur le tambour.

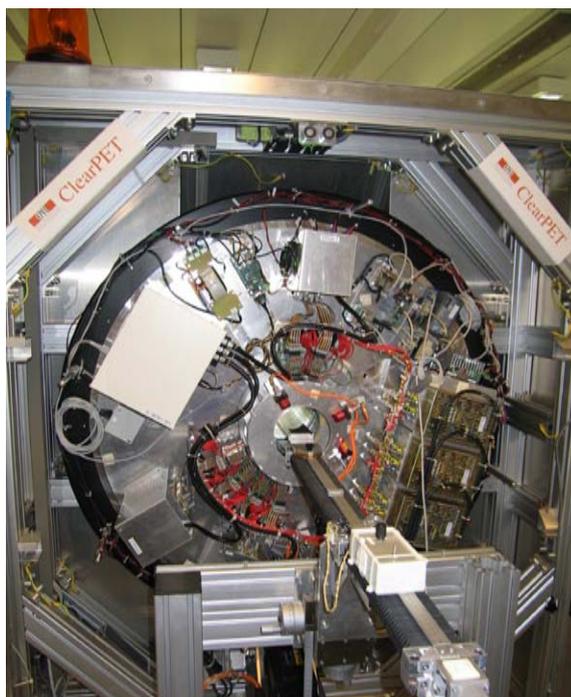


FIG. 2.32 – Vue d'ensemble du démonstrateur ClearPET de Lausanne.

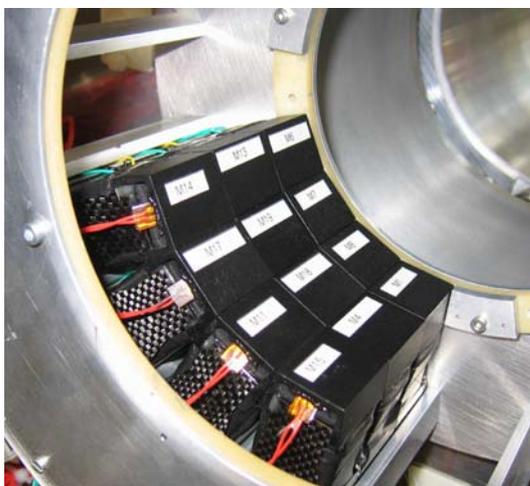


FIG. 2.33 – Trois anneaux de quatre secteurs assemblés sur le tambour tournant du scanner.

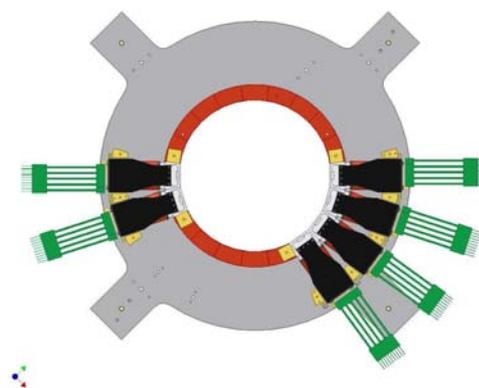


FIG. 2.34 – Disposition des modules phoswich sur un anneau de détection.

2.9.2 Résolution temporelle

Méthodes de détermination de la position temporelle des événements

Méthode de la pente maximale L'algorithme décrit dans ce paragraphe est celui qui a été implémenté dans le programme d'acquisition de données du démonstrateur ClearPET [84]. Cet algorithme commence par déterminer l'accroissement maximum entre deux échantillons adjacents d'une impulsion. L'intersection entre la droite joignant ces deux échantillons et la ligne de base du signal fournit le marquage temporel τ de l'événement. Le principe de l'algorithme est décrit par la figure 2.35.

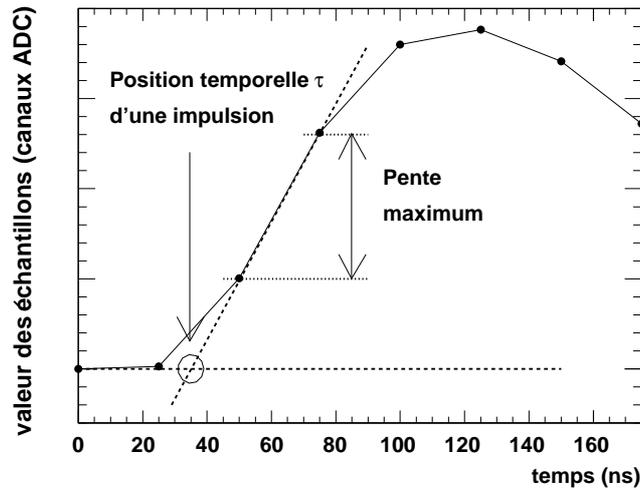


FIG. 2.35 – La position temporelle des impulsions est déterminée par l'intersection entre la ligne de base et la droite de pente maximum qui joint deux échantillons adjacents.

A cause du nombre limité d'échantillons sur le flanc de montée du signal, la pente de la droite passant par les deux échantillons adjacents varie avec la phase de l'échantillonnage au moment du déclenchement de l'impulsion. Ainsi, le marquage temporel présente une erreur systématique qui est fonction de cette phase. La suite de ce paragraphe décrit une méthode permettant de corriger cette erreur [85].

Soit τ_ϕ , l'intervalle de temps séparant le marquage temporel τ du dernier échantillon le précédent. De même, appelons ϕ , l'intervalle de temps entre le marquage corrigé et cet échantillon. ϕ est égal à la phase de l'échantillonnage. τ_ϕ est donné par le reste de τ divisé par la période d'échantillonnage :

$$\tau_\phi = \text{modulo}(\tau, T) \quad (2.32)$$

On fait l'hypothèse que τ_ϕ est relié à ϕ par une fonction bijective que nous appelons f .

$$f : [0; T[\rightarrow [0; T[\quad (2.33)$$

$$\tau_\phi = f(\phi) \quad (2.34)$$

Dans la suite du développement, nous allons établir la fonction inverse de f , notée g . La densité d'événements sur τ_ϕ s'écrit :

$$\frac{dN}{d\tau_\phi}(\phi) = \frac{dN}{d\phi}(\phi) \times \frac{d\phi}{d\tau_\phi}(\tau_\phi) \quad (2.35)$$

Les N événements mesurés sur un intervalle de temps T sont distribués uniformément sur la phase de l'échantillonnage. La densité d'événements sur ϕ est donc constante :

$$\frac{dN}{d\phi}(\phi) = \frac{N}{T} \quad (2.36)$$

Par conséquent, l'équation 2.35 s'écrit :

$$\frac{dN}{d\tau_\phi}(\phi) = \frac{N}{T} \times \frac{dg}{d\tau_\phi}(\tau_\phi) \quad (2.37)$$

et

$$g(\tau_\phi) = \frac{T}{N} \times \int_0^{\tau_\phi} \left(\frac{dN}{d\tau'_\phi} \right) d\tau'_\phi + g(0) \quad (2.38)$$

Afin que le domaine de sortie de la fonction g soit $[0; T[$, $g(0)$ doit être prise égale à zéro. Pour le système réel, la résolution $\Delta\tau$ du marquage temporel est de 25/64 ns. L'équation 2.38 s'écrit alors :

$$g(\tau_\phi) = \frac{T}{N} \times \sum_{i=1}^{\tau_\phi/\Delta\tau} N(i \times \Delta\tau) \quad (2.39)$$

où $N(i \times \Delta\tau)$ est le nombre d'événements mesurés pour

$$(i - 1) \times \Delta\tau \leq \tau_\phi < i \times \Delta\tau \quad (2.40)$$

Finalement, le marquage temporel corrigé s'exprime comme :

$$t = \tau - \tau_\phi + \phi \quad (2.41)$$

Lorsque les impulsions sont enregistrées avec la même phase d'échantillonnage, l'erreur systématique est reproduite sur les deux canaux de coïncidence, de telle sorte que le temps de vol reste proche de zéro. En revanche, lorsque les impulsions sont lues avec une phase d'échantillonnage différente, les erreurs systématiques sur le marquage des impulsions diffèrent sur les deux canaux de coïncidence, ce qui peut augmenter ou réduire le temps de vol et ainsi entraîner la dispersion de coïncidences vraies en dehors de la fenêtre de coïncidence, ou au contraire, rassembler des coïncidences fortuites dans la fenêtre de coïncidence.

Lorsque les lignes de coïncidence sont mal synchronisées, la lecture des impulsions se fait à des phases d'échantillonnages différentes sur chacune des lignes. Ainsi, dans le cas où des retards importants sont présents sur les lignes de coïncidence, la correction est fortement recommandée.

Comme la forme des impulsions peut varier légèrement d'un module à l'autre, les fonctions de correction $g(\tau_\phi)$ doivent être calculées individuellement pour chaque module.

Méthode des réseaux de neurones L'utilisation de réseaux de neurones pour le marquage temporel a déjà été investiguée à l'université de Sherbrooke, sur des modules APD utilisant des scintillateurs BGO et LSO [86]. La figure 2.36 présente la structure des trois réseaux de neurones qui sont testés. Le premier reçoit en entrée les 15 valeurs ADC normalisées après soustraction de la ligne de base, tandis que le second et le troisième ne reçoivent que les quatre premières valeurs ADC normalisées correspondant au flanc de montée des impulsions.

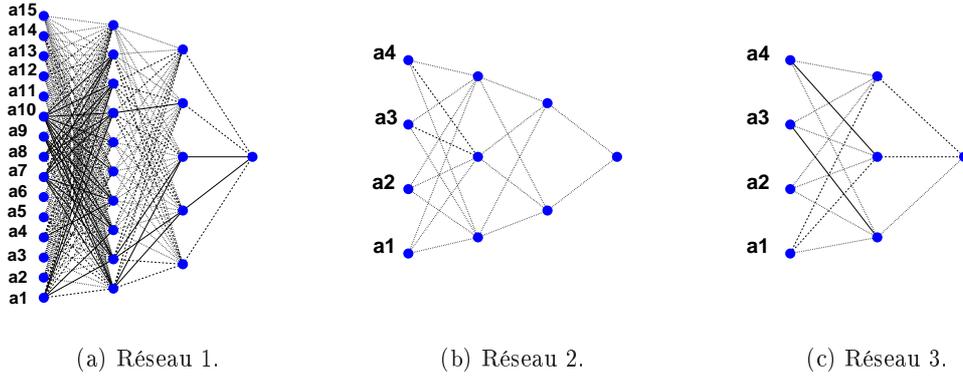


FIG. 2.36 – Structures des trois réseaux de neurones employés pour mesurer la résolution temporelle.

Appelons T l'instant d'arrivée du premier échantillon d'une impulsion et γ_t l'intervalle de temps séparant l'arrivée de cet échantillon du temps de référence de l'événement, t .

$$t = T + \gamma_t \quad (2.42)$$

Chaque module possède son propre réseau de neurones qui est entraîné, sur 8000 événements, à fournir les intervalles de temps γ_t . L'entraînement du réseau de neurones est réalisé avec la méthode d'apprentissage stochastique disponible dans la classe `TMultiLayerPerceptron` de ROOT. Le temps de référence t utilisé pour entraîner les réseaux de neurones est égal à la moyenne des marquages temporels fournis par les modules en coïncidences avec la méthode de la pente maximum corrigée. En utilisant la moyenne plutôt que les marquages individuels, on réduit l'incertitude statistique sur le temps de référence d'un facteur $\sqrt{2}$.

Résultats

Une source uniforme cylindrique de ^{68}Ge est disposée au centre du champ de vue. Les tubes de coïncidences reliant les 6 modules placés d'un côté du scanner aux 12 modules placés en vis-à-vis traversent le volume de la source. En une seule acquisition, on peut donc mesurer la distribution du temps de vol sur 72 canaux de coïncidences module-module. Le diamètre de la source est de 6 cm. Ainsi, le temps de vol réel des photons est limité à 0,2 ns, ce qui est négligeable par rapport aux temps de vol mesurés. La figure 2.37 montre un exemple caractéristique d'une distribution de temps de vol mesurée sur un des canaux de coïncidence avec les trois méthodes de marquage temporel suivantes :

1. méthode de la pente maximale sans correction,
2. méthode de la pente maximale avec correction,
3. méthode utilisant le réseau de neurones comportant quatre entrées et une couche cachée.

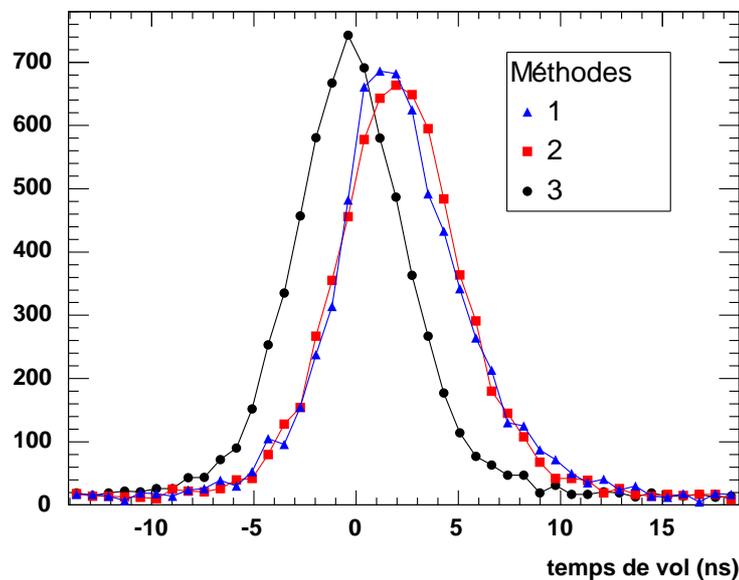


FIG. 2.37 – Spectres de temps de vol pour deux modules phoswich LSO/LuYAP, mesurés avec la méthode de la pente maximale, sans correction (1), avec correction (2), et avec un réseau de neurones à quatre entrées et une couche cachée (3).

Le volume de la source intersecté par le tube de coïncidence étant faible par rapport au volume total de la source, un nombre important de coïncidences fortuites est mesuré, ce qui donne lieu à un plateau sur le spectre des temps de vol.

La largeur à mi-hauteur (FWHM), la largeur au dixième de la hauteur (FWTM) et la largeur à 90% de l'aire (FW90A) de la distribution du temps de vol sont les trois paramètres utilisés ici pour caractériser les distributions de temps de vol. Comme les distributions de temps de vol ne sont pas vraiment Gaussiennes, les largeurs FWHM et FWTM ne fournissent pas d'indication concernant le nombre d'événements contenus dans les largeurs en question. Ainsi, la résolution FW90A constitue le paramètre le plus significatif pour décrire la résolution temporelle dans une application TEP. Tous ces paramètres sont évalués après soustraction du plateau des coïncidences fortuites à la distribution totale.

Méthode de la pente maximale Le tableau 2.7 présente les valeurs moyennes des paramètres FWHM, FWTM, FW90A mesurées sur les 72 canaux, avec les deux premières méthodes, pour les coïncidences LSO-LSO, LSO-LuYAP, LuYAP-LuYAP ainsi que pour l'ensemble des coïncidences.

Les distributions obtenues avec la seconde méthode suivent précisément une distribution Gaussienne. En revanche, les distributions obtenues avec la première méthode sont légèrement distordues. Leur maximum est un peu supérieur à celui des distributions obtenues avec correction et leur base est légèrement plus large.

	Total	LSO-LSO	LSO-LuYAP	LuYAP-LuYAP
sans correction				
FWHM	$5,7 \pm 0,5$	$5,3 \pm 0,6$	$5,8 \pm 0,7$	$6,0 \pm 0,9$
FWTM	$12,9 \pm 0,5$	$12,4 \pm 1,1$	$13,2 \pm 1,2$	$13,5 \pm 1,5$
FW90A	$10,5 \pm 1,1$	$10,5 \pm 1,3$	$11,9 \pm 1,8$	$11,0 \pm 1,9$
avec correction				
FWHM	$6,6 \pm 0,5$	$6,3 \pm 0,5$	$6,7 \pm 0,7$	$6,9 \pm 0,9$
FWTM	$12,8 \pm 1,1$	$12,2 \pm 1,0$	$13,0 \pm 1,1$	$13,4 \pm 1,7$
FW90A	$10,2 \pm 1,2$	$10,2 \pm 1,7$	$11,5 \pm 2,0$	$10,6 \pm 1,7$

TAB. 2.7 – Valeurs moyennes et écarts-types des résolutions temporelles FWHM, FWTM, FW90A mesurées avec la méthode de la pente maximale, avec et sans correction, pour des coïncidences LSO-LSO, LSO-LuYAP, LuYAP-LuYAP ainsi que pour l'ensemble des coïncidences. Les valeurs sont données en ns.

On constate que pour chaque canal de coïncidence module-module, la distribution du temps de vol présente un décalage particulier par rapport à 0. Ces décalages sont probablement dus à des différences de longueurs de câbles ou à de légères variations de la forme des impulsions d'un module à un autre, liées aux tolérances sur les composants électroniques utilisés pour la mise en forme des impulsions. Il est donc souhaitable d'établir une table de correction permettant de recentrer les valeurs de temps de vol pour chaque canal de coïncidence. La figure 2.38 montre la distribution des décalages pour les 72 canaux de coïncidences.

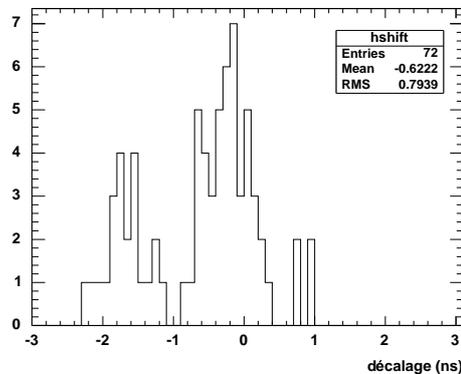


FIG. 2.38 – Distribution des décalages par rapport à 0 des spectres de temps de vols mesurés sur les 72 canaux de coïncidence.

Méthode des réseaux de neurones Le tableau 2.8 présente les résolutions temporelles mesurées sur un canal de coïncidence donné, avec les différentes méthodes. Les résolutions temporelles obtenues avec les réseaux de neurones sont meilleures que celles obtenues avec la méthode de la pente maximale. Les réseaux de neurones 2 et 3 ont des performances identiques, supérieures à celles du réseau de neurones 1. Le tableau 2.9 présente les résolutions temporelles mesurées avec le réseau de neurones 3, pour des coïncidences LSO-LSO, LSO-LuYAP et LuYAP-LuYAP.

	méthode de la pente maximale		réseaux de neurones		
	sans correction	avec correction	1	2	3
FWHM	6,2	7,0	6,6	6,2	6,2
FWTM	14,4	13,7	12,5	11,7	11,7
FW90A	11,7	10,2	9,4	9,4	9,4

TAB. 2.8 – Comparaison des résolutions temporelles obtenues avec les différentes méthodes pour l'ensemble des coïncidences mesurées sur un canal de coïncidence donné. Les valeurs sont données en ns.

	LSO-LSO	LSO-LuYAP	LuYAP-LuYAP
FWHM	5,9	6,6	7,0
FWTM	10,9	11,7	16,4
FW90A	9,4	10,2	10,9

TAB. 2.9 – Résolutions temporelles mesurées avec le réseau de neurones 3, pour des coïncidences LSO-LSO, LSO-LuYAP et LuYAP-LuYAP, sur un canal de coïncidence donné. Les valeurs sont données en ns.

Discussion

La correction sur la pente améliore très légèrement le temps de résolution FW90A, mais c'est la méthode utilisant les réseaux de neurones qui fournit la meilleure résolution temporelle FW90A. La méthode de correction sur la pente ou la méthode des réseaux de neurones peuvent aisément être implémentées dans le programme d'acquisition de données du PXI. Il conviendrait d'utiliser le réseau de neurones ayant la structure la plus simple. En effet, même pour le réseau de neurones 3, le nombre d'opérations nécessaires au calcul de la fonction de sortie est largement supérieur au nombre d'opérations nécessaires au marquage temporel avec la méthode de la pente maximale. L'implémentation de la méthode des réseaux de neurones devrait donc être accompagnée d'un test de bande passante du système d'acquisition de données.

Le prototype ClearPET ne permet pas d'associer les coïncidences en ligne. Ainsi, tous les événements arrivant sur un module de coïncidence donné devraient être traités avec le même réseau de neurones, quels que soient les canaux de coïncidence auxquels ils appartiennent. En conséquence, les temps de vol obtenus ne seraient pas centrés autour de zéro, excepté sur le canal utilisé pour entraîner le réseau de neurones. Tout comme avec la méthode de la pente maximale, une table de correction permettant de recentrer les valeurs de temps de vol pour chaque canal de coïncidence devrait être utilisée.

2.9.3 Reconstruction des images

Les coïncidences sont associées après l'acquisition des données avec une fenêtre de coïncidences de 10 ns. La position temporelle des événements est déterminée avec la méthode de la pente maximale sans correction et les distributions de temps de vol ne sont pas recentrées autour de 0. Les sinogrammes sont remplis en utilisant 80 angles d'azimut, des canaux radiaux de 1,15 mm et une différence maximum de 6 anneaux de cristaux. Les images sont reconstruites avec l'algorithme de reprojection 3D [87] implémenté dans la librairie STIR [88], [89].

La normalisation est réalisée en disposant un fantôme uniforme cylindrique de ^{68}Ge au centre du champ de vue, ce qui permet d'irradier de manière uniforme l'ensemble des modules. Les événements simples enregistrés sont retardés de sorte que seules des coïncidences fortuites sont associées. La statistique des coïncidences fortuites, une fois triée en sinogrammes 3D, fournit un schéma de normalisation approprié pour les jeux de données 3D.

De plus, grâce à la rotation continue des détecteurs sur 360° , la normalisation ne dépend pas de l'angle d'azimut. Les sinogrammes sont normalisés, canaux par canaux, en utilisant le même facteur de normalisation radial $N(s)$ pour tous les canaux d'un segment donné, et $N(-s)$ pour tous les canaux du segment opposé. Ainsi, même une scanographie courte suffit à constituer un jeu de données de normalisation 3D précis. La figure 2.39 montre l'image d'une coupe centrale reconstruite à partir des sinogrammes 3D de normalisation. La figure 2.40 montre l'image reconstruite d'un fantôme uniforme de ^{68}Ge , sans et avec normalisation des sinogrammes 3D.



FIG. 2.39 – Coupe transverse des données de normalisation reconstruites.

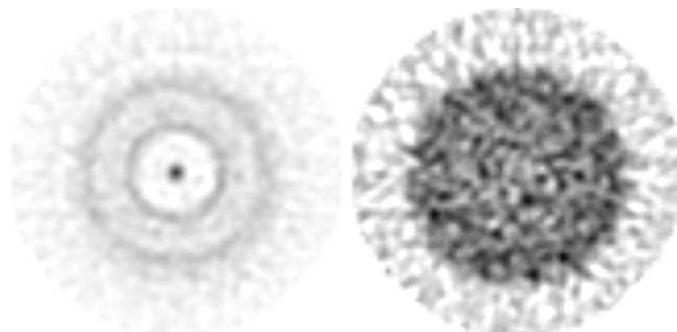
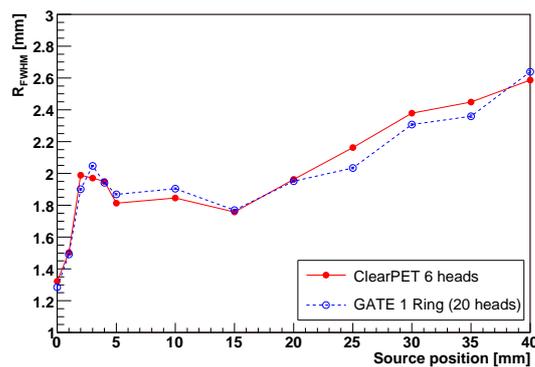


FIG. 2.40 – Reconstruction d'une coupe transverse d'un fantôme uniforme cylindrique de ^{68}Ge , sans normalisation (à gauche) et avec normalisation (à droite).

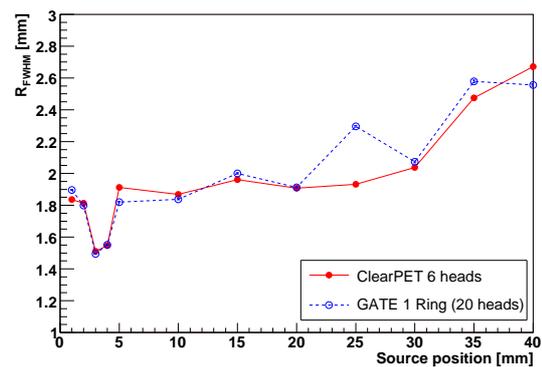
2.9.4 Résolution spatiale

Les mesures de résolutions spatiales sont réalisées avec une source ponctuelle de ^{22}Na de 3,2 MBq et de 0,8 mm de diamètre. La durée des acquisitions pour chaque position de source est de 60 s. Les résolutions spatiales sont estimées par ajustement d'une Gaussienne sur les profils reconstruits de la source, puis comparées avec des simulations Monte Carlo réalisées avec GATE [90], [91]. Les données Monte Carlo se rapportent à un scanner comportant un anneau de détection entièrement équipé. Dans la simulation, le diamètre de la source est fixé à 1 mm. Le parcours du positron et l'accolinéarité d'émission des photons ne sont pas modélisés. Les données mesurées et simulées sont traitées exactement selon la même procédure.

Les résolutions spatiales mesurées et simulées sont présentées sur la figure 2.41(a) en fonction de la distance entre la source et l'axe du scanner. Aucune correction n'est appliquée pour prendre en compte le diamètre fini de la source ponctuelle. La résolution spatiale FWHM s'étend de 1,3 mm sur l'axe à 2,6 mm à 4 cm de l'axe. L'accord entre les résolutions spatiales mesurées et simulées témoigne d'une part, de la précision du positionnement des cristaux grâce à l'utilisation de la grille de positionnement placée dans le capot et dans laquelle sont insérés les cristaux de LuYAP, et d'autre part, de l'efficacité de la détermination de la profondeur d'interaction des photons dans les modules phoswich.



(a) Résolutions spatiales radiales.



(b) Résolutions spatiales tangentielles.

FIG. 2.41 – Résolutions spatiales FWHM mesurées et simulées, en fonction de la distance entre la source et l'axe du scanner.

2.9.5 Sensibilité absolue

Pour deux modules disposés exactement l'un en face de l'autre, une sensibilité absolue de 0,068% est mesurée en utilisant une source ponctuelle de ^{22}Na de 3,2 MBq disposée au centre du champ de vue. La densité des cristaux de LuYAP est de $7,1 \text{ g/cm}^3$ pour l'un des modules et de $6,6 \text{ g/cm}^3$ pour l'autre. Les concentrations en lutécium des cristaux de basse et de haute densité sont respectivement de 70% et 45%.

Le tableau 2.10 donne les valeurs de sensibilité obtenues par simulation Monte Carlo, pour deux modules montés face à face ainsi que pour un scanner ClearPET complet comportant 4 anneaux de 20 modules [92]. Toutes les valeurs de sensibilité sont obtenues avec une fenêtre en énergie comprise entre 350 et 750 keV. Comme attendu, la valeur mesurée se situe entre les valeurs obtenues par simulation pour des cristaux de LuYAP de haute densité et de basse densité.

	2 modules	4 anneaux
Lu ₇₀ Y ₃₀ AP	0,070 ± 0,001 %	4,42 ± 0,01 %
Lu ₄₅ Y ₅₅ AP	0,058 ± 0,001 %	3,82 ± 0,01 %

TAB. 2.10 – Valeurs de sensibilité absolue obtenues par simulation pour deux types de cristaux de LuYAP.

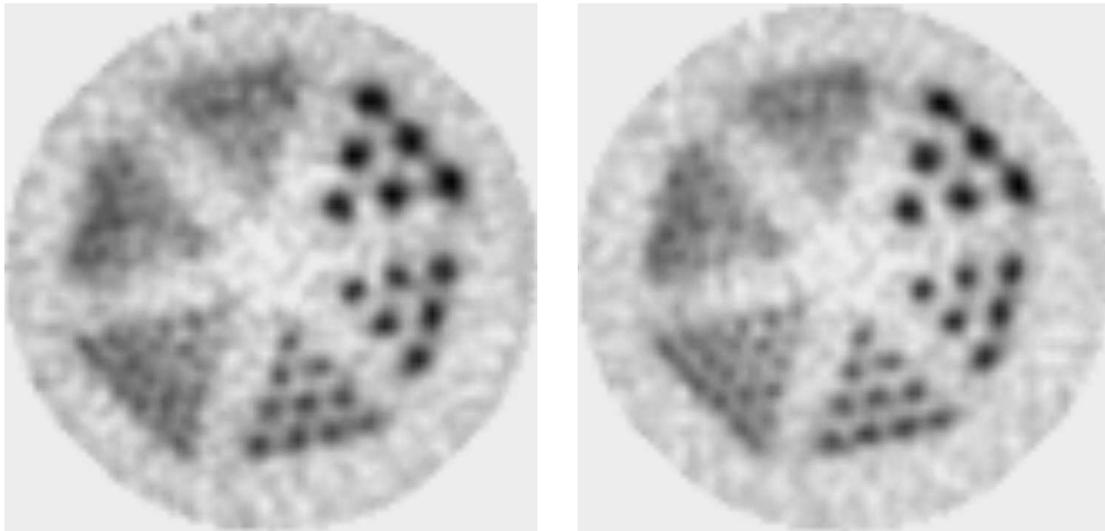
2.9.6 Fantôme mini-Derenzo

Un fantôme mini-Derenzo Deluxe (Data Spectrum, Hillsborough, Caroline du nord) est reconstruit à partir d'une scanographie de 70 min. Pour cette scanographie, le démonstrateur est équipé avec 18 modules LSO/LuYAP répartis sur trois anneaux de détection ayant un diamètre interne de 14,1 cm. Le fantôme possède 6 secteurs composés de tubules ayant respectivement des diamètres de 4,8 4,0 3,2 2,4 1,6 et 1,2 mm. Les tubules sont remplies avec du ^{18}F -FDG. Environ 2,5 millions de coïncidences sont utilisées pour la reconstruction. La correction par rapport aux coïncidences fortuites est réalisée en retardant les signaux de coïncidences. Après acquisition des données, aucune discrimination en énergie n'est réalisée. La fenêtre en énergie correspond donc aux seuils de déclenchement de l'électronique de lecture, fixés à environ 250 keV.

Comme attendu, les tubules de 2,4 mm de diamètre sont discernables, malgré la faible quantité de coïncidences mesurée, liée à l'acceptance angulaire limitée du démonstrateur. En revanche, la taille des pixels, $1,15 \times 1,15 \times 1,15 \text{ mm}^3$, déterminée par le pas de l'échantillonnage des détecteurs (2,3 mm), ne permet pas de distinguer les capillaires de 1,6 mm. Les figures 2.42(a) et 2.42(b) montrent respectivement une coupe centrale reconstruite avec et sans prise en compte de l'information concernant la profondeur d'interaction. Comme attendu, l'utilisation de cette information permet d'améliorer la résolution spatiale dans les régions éloignées du centre du scanner.

2.9.7 Scanographie du cerveau d'un rat

La figure 2.43 montre une scanographie du cerveau d'un rat de 240 g, réalisée 45 min après l'injection de 47,7 MBq de ^{18}F -FDG. La durée de l'acquisition est de 16 min. Pour cette scanographie, le démonstrateur est instrumenté de la même manière que lors de la scanographie du fantôme mini-Derenzo. Les régions de hautes activités dans les parties supérieures et inférieures des coupes transverses correspondent respectivement au cortex cérébral et à la langue.



(a) Sans prise en compte de la profondeur d'interaction.

(b) Avec prise en compte de la profondeur d'interaction.

FIG. 2.42 – Coupe transverse d'un fantôme mini-Derenzo.

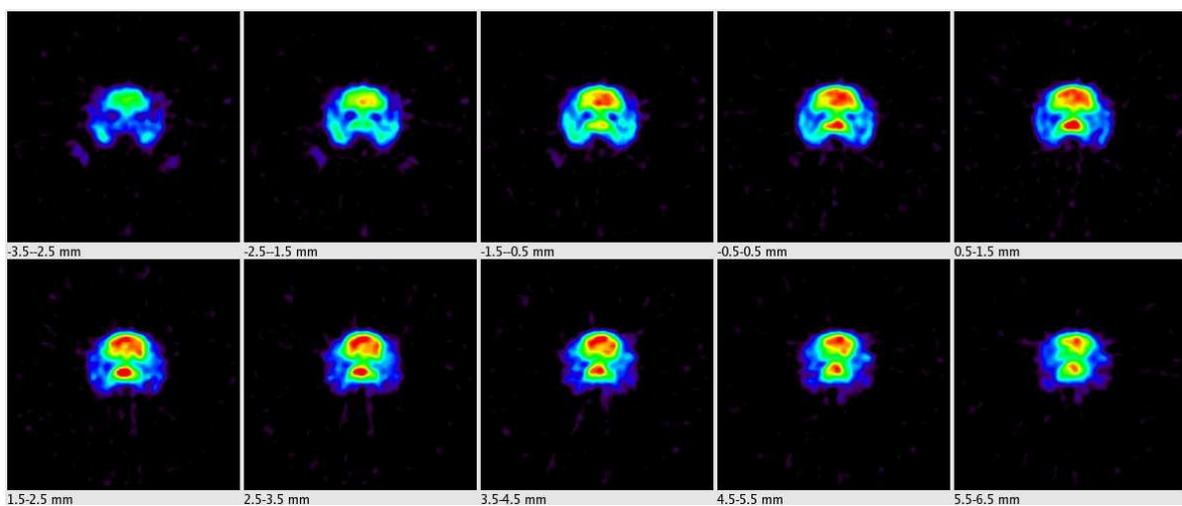


FIG. 2.43 – Coupes transverses du cerveau d'un rat.

Chapitre 3

Mesures des propriétés intrinsèques de matrices APD

Dans ce chapitre, les caractéristiques de matrices de photodiodes à avalanche (APD) récemment développées sont examinées dans la perspective de remplacer les PMT en tomographie par émission de positrons pour petits animaux. L'utilisation des APD en TEP a été suggérée par différents groupes de recherche [93, 94] et plusieurs prototypes de scanners pour petits animaux les utilisent [95–100].

Les APD présentent une efficacité quantique supérieure à celle des PMT. Etant beaucoup plus compactes que les PMT, il est possible de les coupler directement aux cristaux tout en maintenant un faible espace mort entre les éléments de détection. L'utilisation d'APD est particulièrement attrayante dans la perspective d'un couplage entre la TEP et l'imagerie par résonance magnétique car contrairement aux PMT, les APD sont insensibles au champ magnétique, jusqu'à 9 T [26]. Enfin, leur prix est susceptible de diminuer significativement en dessous de celui des PMT.

Les mesures de caractérisation portent sur trois matrices APD S8550 numérotées 13, 15 et 18 produites par Hamamatsu Photonics (Japon), une matrice A1604 produite par Radiation Monitoring Devices (RMD) (USA), ainsi que sur deux prototypes développés par RMD. L'efficacité quantique est mesurée en fonction de la longueur d'onde, dans le domaine de la lumière visible et du proche ultraviolet. Le gain, le courant d'obscurité et la capacité sont mesurés à différentes températures en fonction de la tension appliquée sur la diode. Le gain est aussi mesuré à différentes longueurs d'ondes.

L'objectif de ces mesures est d'une part, d'acquérir les informations nécessaires permettant de discuter avec les fabricants des améliorations possibles qui pourraient être apportées aux matrices, et d'autre part, d'évaluer le modèle qui présente les meilleures performances en vue d'un couplage avec des cristaux de LSO et de LuAP.

3.1 Description des matrices de photodiodes à avalanche

3.1.1 Structure d'une APD pour la détection de lumière de courte longueur d'onde

La structure *reach-through* présentée dans le chapitre 2 a été développée il y a une trentaine d'années pour la détection de lumière infrarouge. Le principal avantage de cette structure est que la région de conversion des photons est profonde. Ainsi, la multiplication moyenne engendrée par un photoélectron est indépendante de la profondeur à laquelle il est généré. En revanche, l'un des inconvénients de cette structure est que la plupart des paires électron-trou générées thermiquement sont produites en amont de la région de multiplication, ce qui engendre un courant d'obscurité important, en particulier lorsqu'on cherche à réduire la capacité de l'APD en élargissant sa région de conversion.

Pour la détection de photons à de courtes longueurs d'ondes, une solution à ce problème consiste à rapprocher la région de multiplication de la surface d'entrée des photons. Ceci est possible, car dans le silicium, le coefficient d'absorption dans le domaine de l'ultra-violet et du proche ultraviolet est beaucoup plus élevé que dans l'infrarouge. Ainsi, à des longueurs d'ondes inférieures à 500 nm, la plupart des photons sont absorbés à une profondeur inférieure à 4 μm . Les matrices APD évaluées dans ce travail possèdent toutes une région de multiplication proche de la surface d'entrée des photons.

3.1.2 Matrice APD S8550

La matrice APD S8550 (Hamamatsu Photonics, Hamamatsu city, Japon) [101] est déjà utilisée dans les prototypes de scanners pour petits animaux MADPET-I et MADPET-II [96], [97], ainsi que dans le mammographe par émission de positron ClearPEM [64]. Elle est constituée de deux tranches monolithiques de silicium contenant chacune 2×8 APD ayant une surface sensible de $1,6 \times 1,6 \text{ mm}^2$. Le pas des pixels est de 2,3 mm. La figure 3.1 présente un schéma de la matrice S8550 vue de dessus. Nous appelons respectivement sous-matrices *a* et *b* les tranches de silicium sur lesquelles se trouvent les pixels 1 à 16 et 17 à 32. Les parties *a* et *b* sont montées sur un substrat en céramique de 1 mm d'épaisseur et sont recouvertes d'une couche de résine époxy de 0,5 mm d'épaisseur.

Les pixels situés sur une même sous-matrice ont une cathode commune. Les 32 anodes peuvent être contactées, soit par des broches distribuées sur la face arrière de la matrice avec un pas de 1,27 mm, soit par des plots de connexion situés sur la tranche du substrat en céramique. La figure 3.2 présente une matrice APD S8550 vue de dessus et vue de côté. La structure de ces APD n'est pas exactement connue. Cependant, la courbe de capacité en fonction de la tension inverse, ainsi que la courbe de gain en fonction de la longueur d'onde d'illumination indique que ces APD ont une structure du type *reverse reach-through* présentée sur la figure 3.3 [101].

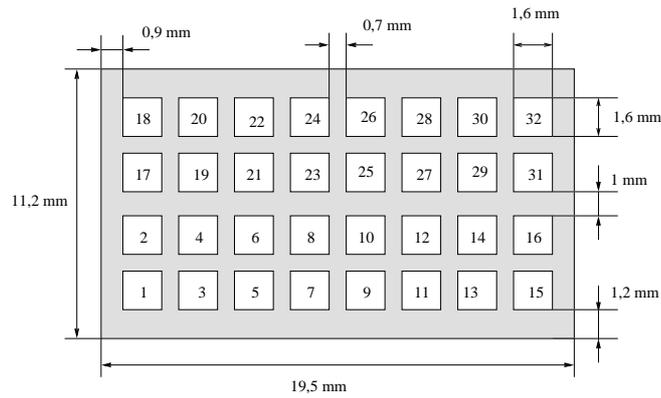


FIG. 3.1 – Schéma de la matrice APD S8550 vue de dessus avec numérotation des pixels.

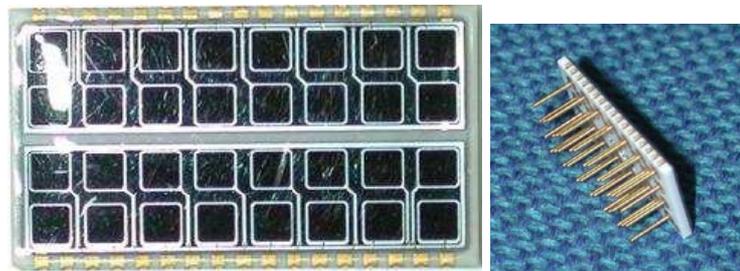


FIG. 3.2 – Matrice APD S8550 vue de dessus (à gauche) et vue de côté (à droite).

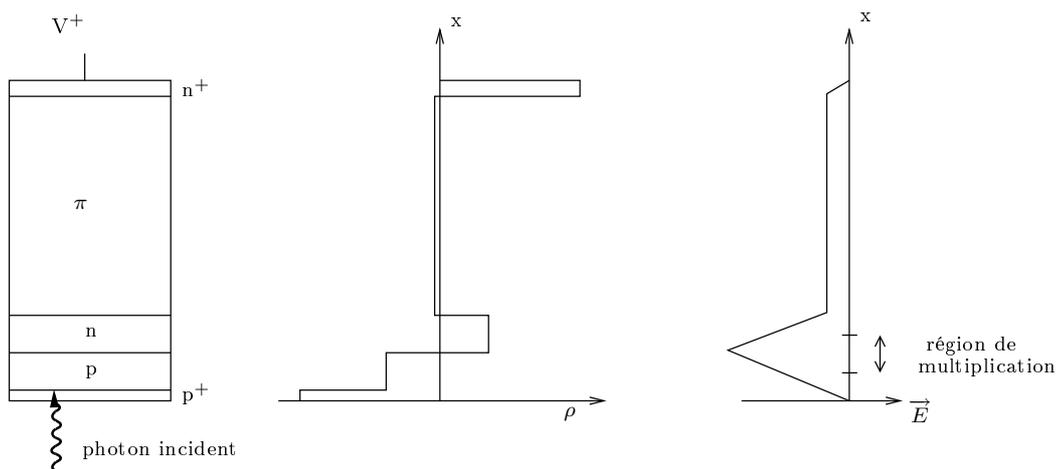


FIG. 3.3 – Sont représentés de la gauche vers la droite : la structure d'une APD de type *reverse reach-through*, le profil de la densité de la charge et le profil du champ électrique le long de l'APD.

3.1.3 Matrice APD A1604

La matrice APD A1604 (Radiation Monitoring Devices, Watertown, Massachusetts) est un assemblage monolithique de 4×4 APD ayant une surface sensible d'environ 2×2 mm. Le pas entre les pixels est de 2,48 mm. La figure 3.5 présente un schéma et une photographie de la matrice A1604 vue de dessus. Tous les pixels ont une anode commune. Les 16 cathodes peuvent être contactées par des fils distribués à l'arrière de la matrice. Les APD A1604 ont une structure de type diffusion profonde présentée sur la figure 3.6 [102]. Le pixel n°15 de l'APD que nous avons testée présente un courant d'obscurité très élevé ($15 \mu\text{A}$ à 1400 V). Il est donc laissé flottant pour toutes les mesures. Pour éviter l'apparition de claquages prématurés sur les bords de la jonction dus à l'effet de courbure de la jonction [103], les APD A1604 ont une structure biseautée qui engendre une réduction du champ électrique sur ses bords. La figure 3.7 illustre le processus de formation des biseaux [104]. Des rainures délimitant la surface des APD sont creusées dans le bloc de silicium. La diffusion profonde est alors réalisée, puis, une couche de silicium est retirée de chaque côté du bloc. Les bords biseautés de la jonction permettent également d'isoler les pixels les uns des autres. Les reflets clairs qui apparaissent sur le bord droit des pixels sont le résultat de la déposition par rotation d'un film de verre de passivation sur la surface du bloc de silicium. La présence des rainures engendre l'accumulation du film.

3.1.4 Prototypes avec revêtement anti-réfléchissant

La figure 3.4 présente deux prototypes notés A et B développés par RMD. Ces prototypes sont constitués de deux sous-matrices monolithiques comprenant 2×8 pixels dont la structure est similaire à celle des APD A1604. Tous les pixels appartenant à une même sous-matrice ont une anode commune. Les matrices sont collées sur un substrat céramique et les 32 cathodes sont connectées par des broches distribuées à l'arrière du substrat céramique. La géométrie des prototypes est identique à celle de la matrice S8550. Le pas des éléments de détection est de 2,3 mm et leur surface sensible est de $1,8 \times 1,8 \text{ mm}^2$. Les matrices A et B possèdent chacune 2 pixels ayant un courant d'obscurité très élevé. La matrice A possède aussi 4 pixels court-circuités. Ces pixels défectueux sont laissés flottant pour toutes les mesures. Les prototypes A et B possèdent un revêtement anti-réfléchissant déposé comme un sol-gel qui se convertit en un mélange d'oxyde de tantale et de dioxyde de silicium durant un cycle thermique dans l'air [105]. Les indices de réfraction de l'oxyde de tantale et du dioxyde de silicium sont respectivement de 1,85 et de 1,90. Sur le prototype A, le revêtement anti-réfléchissant des APD apparaît quelque peu moucheté tandis que sur le prototype B il apparaît lisse et irisé. Sur le prototype A, le film a été appliqué par pulvérisation tandis que sur le prototype B, il a été déposé par rotation.



FIG. 3.4 – Vue de dessus des prototype A (à gauche) et B (à droite).

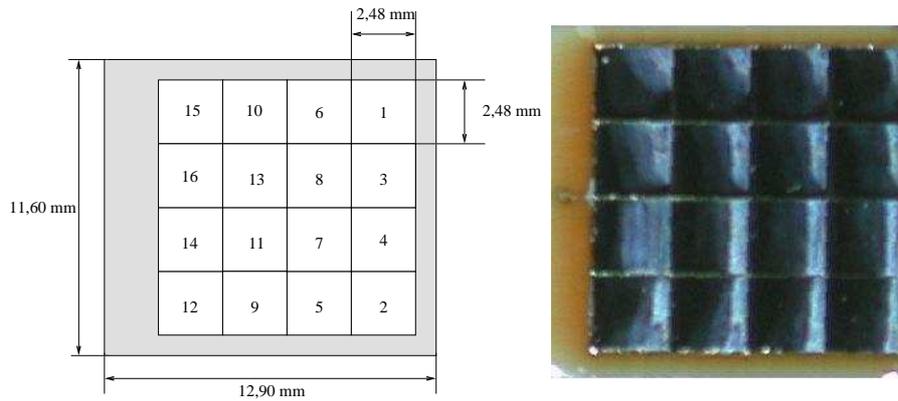


FIG. 3.5 – Schéma (à gauche) et photographie (à droite) d'une matrice APD A1604 vue de dessus.

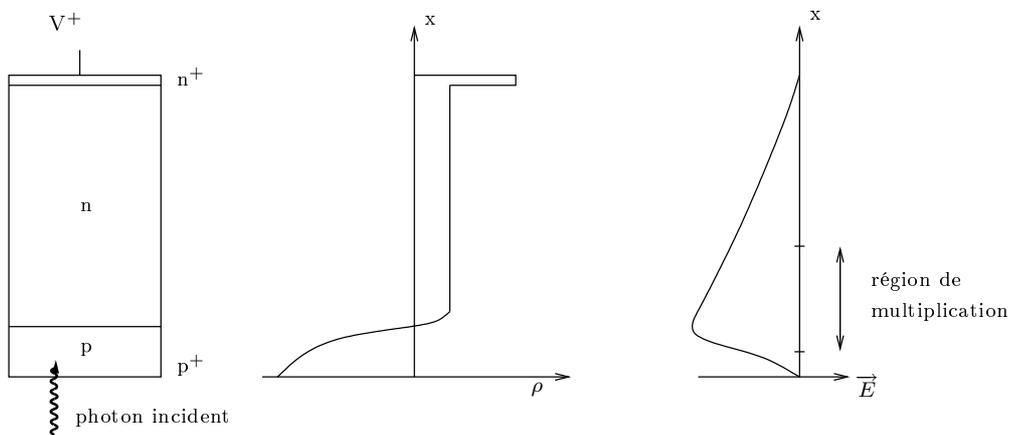


FIG. 3.6 – Sont représentés de la gauche vers la droite : la structure d'une APD de type diffusion profonde, le profil de la densité de la charge et le profil du champ électrique le long de l'APD.

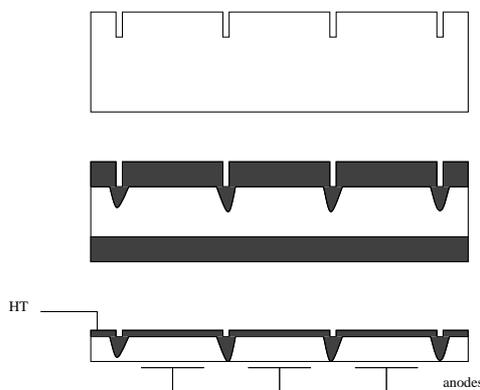


FIG. 3.7 – Procédé de formation des biseaux.

3.2 Le montage expérimental

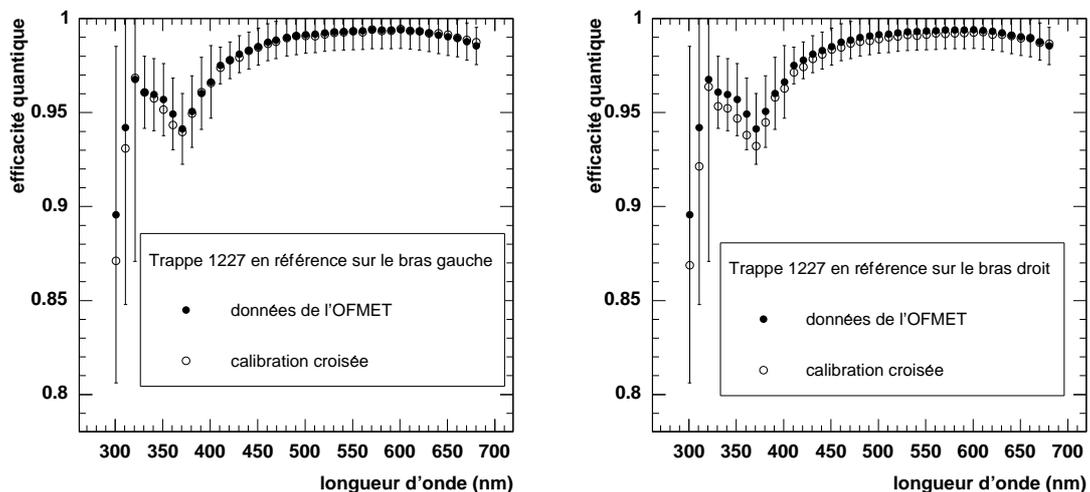
3.2.1 Le banc de test

La figure 3.9 présente le banc de test [106]. Celui-ci est composé de deux compartiments étanches à la lumière disposés côte à côte. Le premier contient les sources de lumière et le second contient les photodétecteurs. Une lampe à arc au xénon émet un spectre continu de 200 à plus de 700 nm et une lampe à vapeur de mercure est utilisée pour calibrer le monochromateur. Dans le second compartiment (figure 3.10), un miroir orientable selon deux directions fixes reflète la lumière soit sur le détecteur de référence, soit sur le détecteur testé.

Des lentilles en verre de silice et un diaphragme à iris sont utilisés pour collimer et focaliser le faisceau. Des filtres mobiles sont employés pour atténuer le flux de lumière ou pour limiter son amplitude spectrale. L'acquisition des mesures, l'activation des filtres et le réglage du monochromateur sont contrôlés par ordinateur.

3.2.2 Les détecteurs de référence

Deux trappes de lumière formées de trois photodiodes Hamamatsu S1227 ou S5227 de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ disposées dans une configuration non plane sont utilisées comme détecteurs de référence de gain 1 [106]. La fraction de lumière non absorbée dans ces trappes est très faible car les photons doivent subir 5 réflexions sur les photodiodes pour pouvoir s'en échapper. Leur efficacité quantique est donc proche de 100%. Les trappes de lumière ont été calibrées à l'Office Fédéral de Métrologie (OFMET) en 1997. Une calibration croisée des deux trappes permet de contrôler la stabilité de leur efficacité quantique. La figure 3.8 montre la calibration croisée réalisée juste avant les mesures de caractérisation des matrices APD.



(a) Détecteur de référence monté sur le bras gauche du banc de test.

(b) Détecteur de référence monté sur le bras droit du banc de test.

FIG. 3.8 – Mesure de l'efficacité quantique de la trappe de lumière utilisant des photodiodes S5227. L'autre trappe de lumière est utilisée comme détecteur de référence. Les barres d'incertitudes se rapportent aux données de l'Office Fédéral de Métrologie.

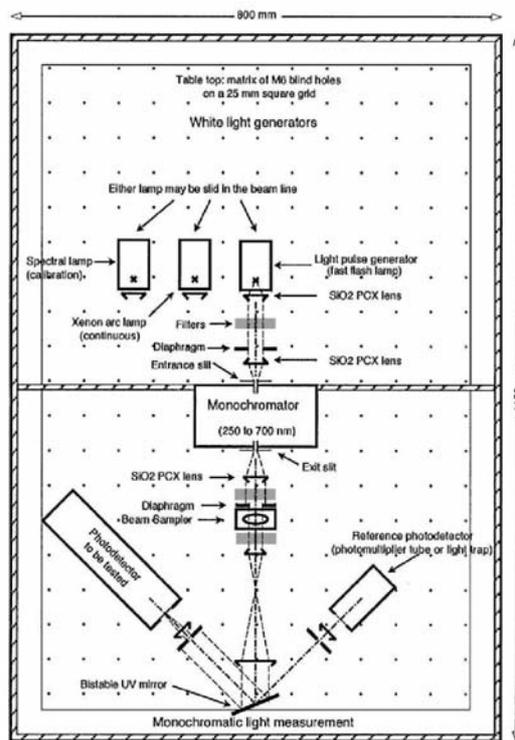


FIG. 3.9 – Vue de dessus du banc de test.

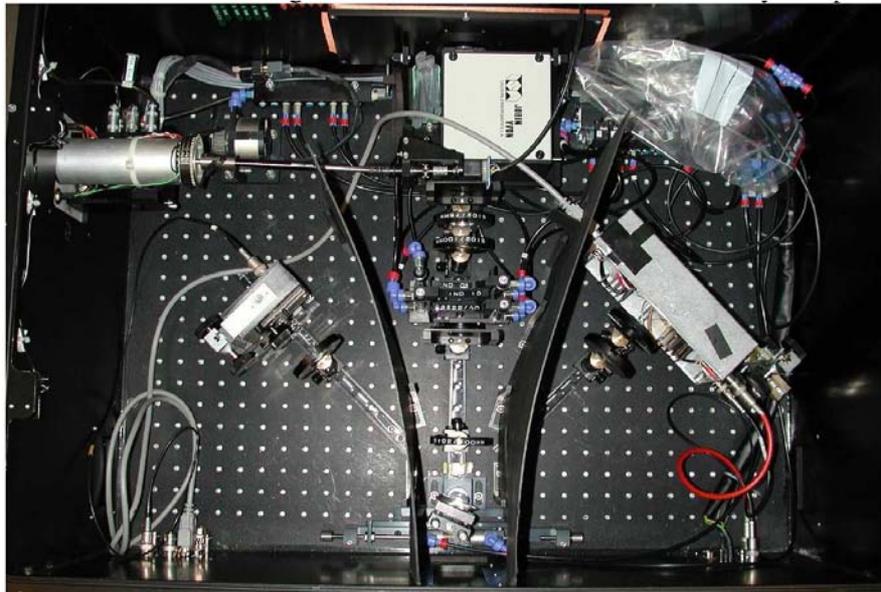


FIG. 3.10 – Vue de dessus du second compartiment (partie inférieure de la figure 3.9). Le faisceau de lumière entre par le haut en traversant le monochromateur, puis se réfléchit sur le miroir rotatif.

3.2.3 Le monochromateur

La sélection de la longueur d'onde est réalisée à l'aide d'un monochromateur H10 (Horiba Jobin Yvon). Afin de vérifier la calibration du monochromateur, celui-ci est illuminé par une lampe à vapeur de mercure et le flux de photons le traversant est mesuré à l'aide d'une trappe de lumière, en fonction de la longueur d'onde sélectionnée, autour de trois raies d'émission. La figure 3.11 présente le flux de photons mesuré en fonction de la longueur d'onde, autour de deux raies d'émission du mercure. Dans le tableau 3.1, les positions des maximums d'intensité lumineuse sont comparées aux positions des raies fournies par la littérature [107]. La résolution FWHM du monochromateur est d'environ 15 nm. Comme l'efficacité quantique de la trappe n'est pas connue en dessous de 300 nm, la mesure de la position du pic d'intensité lumineuse autour de 253 nm est réalisée sur la base du photocourant, en considérant que l'efficacité quantique de la trappe ne varie pas trop rapidement autour de 253 nm.

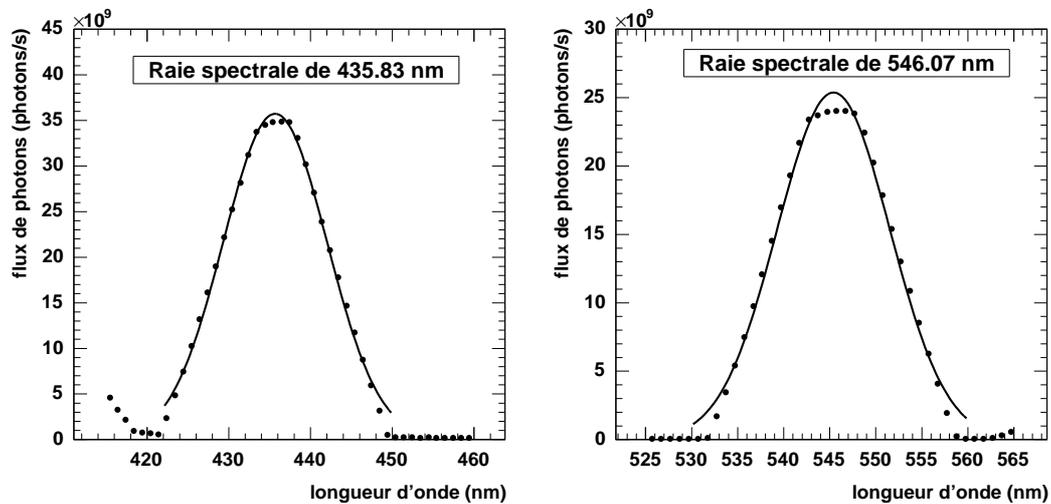


FIG. 3.11 – Intensité du flux de photons sortant du monochromateur en fonction de la longueur d'onde autour de 435 nm et de 546 nm.

Raies du mercure (nm)	Position des pics d'intensité lumineuse (nm)	Résolution (FWHM) du monochromateur (nm)
253,65	253,9	15,5
453,83	435,7	14,9
546,07	545,4	14,4

TAB. 3.1 – Contrôle de la calibration du monochromateur basée sur le positionnement des raies d'émission du mercure.

3.2.4 Le boîtier de test

La figure 3.13 présente le schéma du circuit de test utilisé pour mesurer les caractéristiques des matrices APD. Ce circuit permet de connecter 16 pixels simultanément. Les pixels peuvent être connectés, indépendamment les uns des autres, soit à la masse, soit à un ampèremètre. Ils peuvent aussi être laissés flottant. La figure 3.14 montre le circuit de limitation en courant utilisé pour protéger les APD. Le courant de sortie maximum i_{max} est donné par :

$$i_{max} = \frac{HV - Bias}{R} \quad (3.1)$$

La température des matrices est contrôlée avec une résolution de $0,1^\circ\text{C}$. Pour cela, les matrices reposent sur une plaque conductrice de chaleur. Dans le cas des matrices S8550 et des prototypes A et B, le substrat céramique des APD est en contact avec une plaque en céramique percée de trous permettant le passage des broches des matrices. Dans le cas de la matrice A1604, le substrat céramique des APD repose par ses bords sur une plaque en cuivre comportant un trou pour le passage des fils. Un capteur de température PT100 est collé sur la plaque conductrice de chaleur, qui elle-même se loge dans une pièce en cuivre sur laquelle sont collés deux modules Peltier alimentés par un régulateur PID E5EJ (OMRON). La figure 3.12 montre une photographie de la boîte de test sur laquelle est montée une matrice S8550.

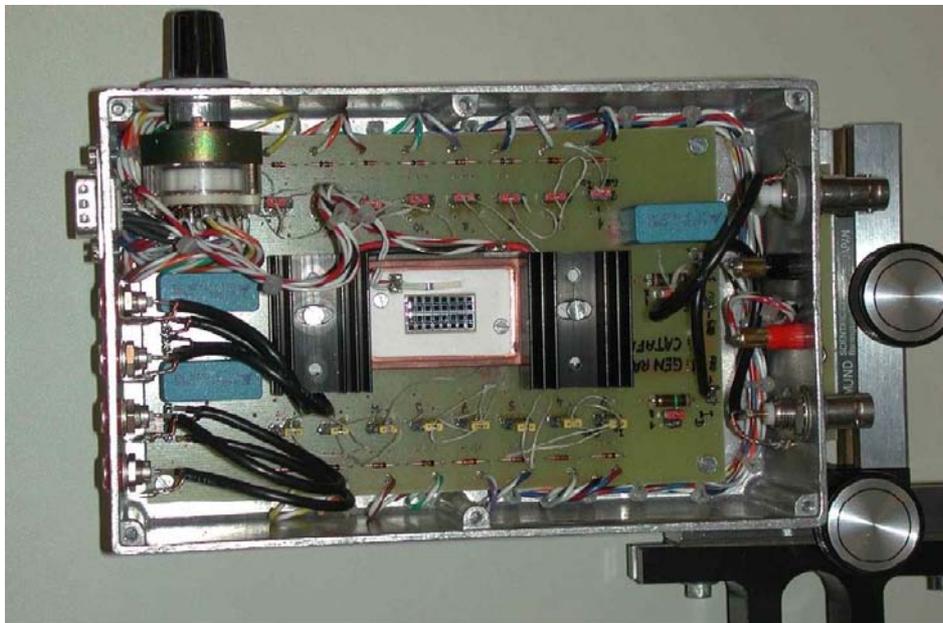


FIG. 3.12 – Matrice S8550 montée sur la boîte de test. La matrice repose sur une plaque en céramique fixée dans une loggia en cuivre sur laquelle sont collés deux modules Peltier. Les cavaliers sont utilisés pour connecter les pixels APD soit à la masse, soit sur une sortie de mesure. Sans cavalier, les pixels sont flottants.

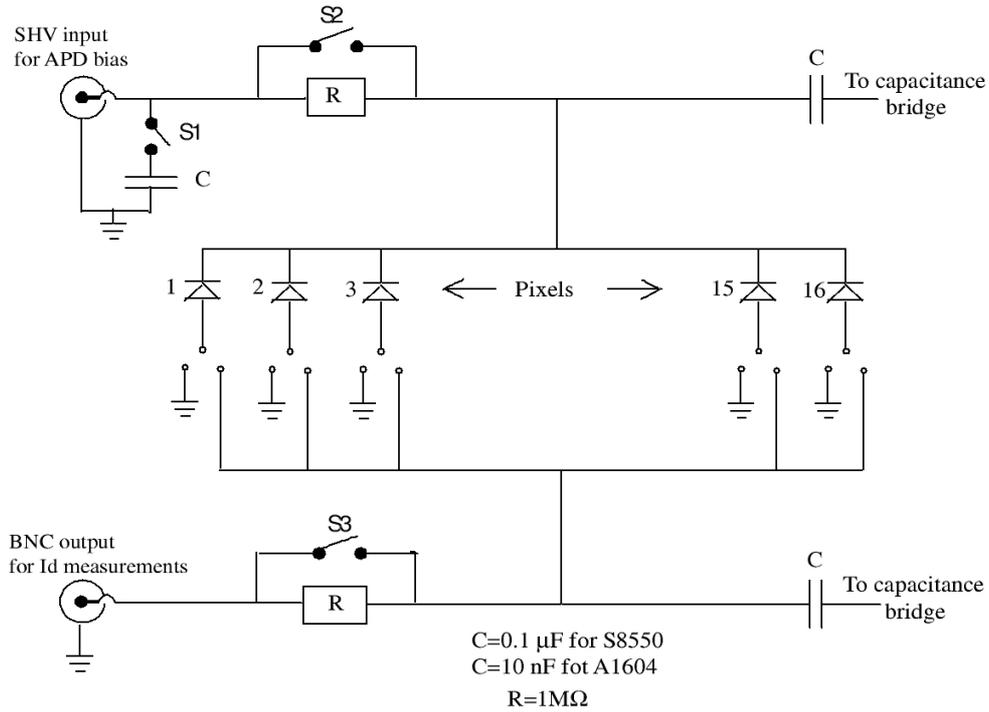


FIG. 3.13 – Schéma du circuit utilisé pour mesurer les caractéristiques des matrices APD. Pour mesurer le gain, le courant d'obscurité et l'efficacité quantique, l'interrupteur S1 doit être ouvert et les interrupteurs S2 et S3 doivent être fermés. Pour mesurer la capacité, les interrupteurs doivent être dans la position opposée.

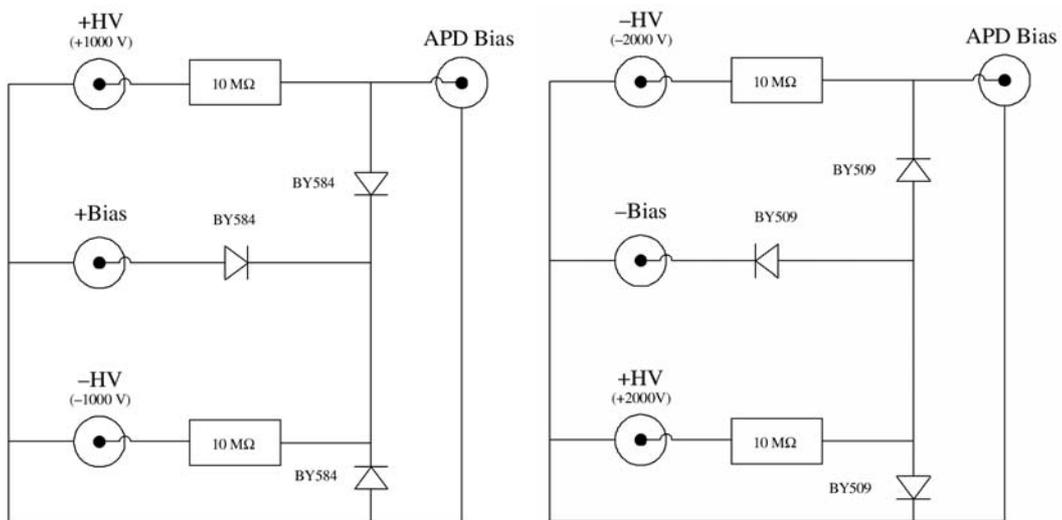


FIG. 3.14 – Schéma du circuit de limitation en courant utilisé pour protéger les matrices APD S8550 (à gauche), les deux prototypes RMD et la matrice A1604 (à droite).

3.3 La capacité

La capacité est mesurée avec une précision de 6% à l'aide d'un pont de mesure numérique GR1689 (GenRad, USA), à une fréquence de 100 kHz et à une tension efficace de 0,1 V. La figure 3.15 présente les valeurs moyennes de la capacité des APD appartenant à une sous-matrice S8550, en fonction de la tension inverse appliquée sur les APD. L'allure de la courbe capacité-tension est très semblable à celle mesurée sur l'APD C30626E (EG&G, USA) dont la structure est de type *reverse reach-through* [108].

La figure 3.16 montre la capacité moyenne des pixels de la matrice A1604 ainsi que celle des pixels appartenant à une sous-matrice du prototype B. Les résultats obtenus pour le prototype A sont similaires à ceux du prototype B. La courbe de capacité de la matrice S8550 présente un palier à environ 200 V, tandis que celle des matrices produites par RMD n'en présentent pas. La différence d'allure des courbes de capacité reflète la différence de structure de ces APD. Le tableau 3.2 présente les valeurs de capacité pour les différentes matrices à leur tension de fonctionnement.

3.4 Le profil de dopage

La capacité C de chaque pixel diminue lorsque la tension V augmente, à cause de l'élargissement de la zone de déplétion. La largeur ω de la zone de déplétion est donnée par :

$$\omega = \frac{\varepsilon A}{C} \quad (3.2)$$

où A est l'aire de la jonction et ε la permittivité du silicium. La capacité C d'une jonction pn est reliée aux profils de dopages nets $N(x_n)$ et $N(-x_p)$ des régions n et p par la relation 3.3 :

$$N(x_n) = -\frac{C^3}{A^2\varepsilon} \times \frac{dV}{dC} \left(1 + \frac{N(x_n)}{N(-x_p)}\right) \quad (3.3)$$

où x_n et x_p sont respectivement les épaisseurs de la zone de déplétion dans les régions n et p , V est la tension inverse appliquée, et q est la charge élémentaire. Cette équation est obtenue en réalisant une double intégration de l'équation de Poisson [109].

Comme le rapport $N(x_n)/N(-x_p)$ n'est pas connu, nous réalisons une approximation en considérant que le côté de type p de la jonction est beaucoup plus dopé que le côté de type n , de sorte que le terme de droite de l'équation 3.3 devient égal à 1. L'équation 3.3 s'écrit alors :

$$N(\omega) = -\frac{C^3}{A^2\varepsilon} \times \frac{dV}{dC} \quad (3.4)$$

et il devient possible d'estimer le profil de dopage à partir de la mesure de la capacité en fonction de la tension. $N(\omega)$ représente alors la concentration nette en dopant de la partie de l'APD qui est déplétée du côté dopé n , lorsque la tension V augmente de dV . Connaissant le profil de dopage, il est possible de calculer le champ électrique $E(x)$ en intégrant l'équation de Poisson entre l'extrémité de la zone déplétée et la profondeur x :

$$E(x) = \int_{\omega}^x \frac{N(v)q}{\varepsilon} dv \quad (3.5)$$

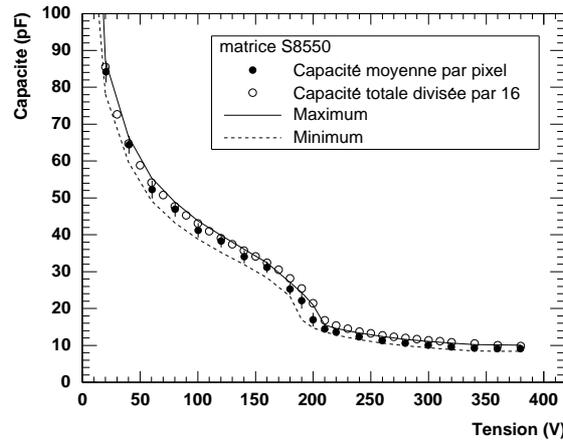


FIG. 3.15 – Capacité moyenne et déviation standard mesurées sur les 16 pixels d’une sous-matrice S8550 en fonction de la tension inverse. Les courbes en trait discontinu et continu montrent respectivement les valeurs minimums et maximums. La capacité totale de la sous-matrice divisée par le nombre d’APD présentes sur la sous-matrice est également représentée.

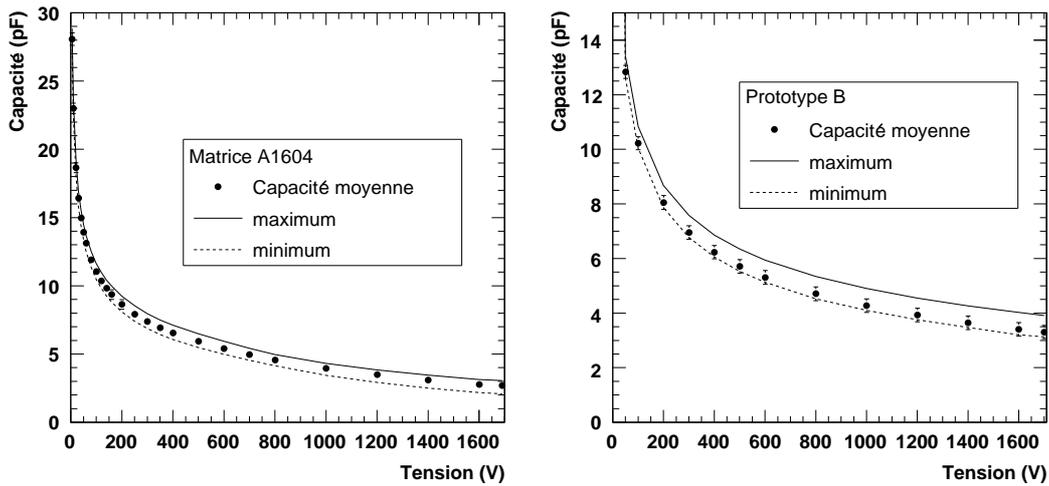


FIG. 3.16 – Capacité moyenne et écart-type en fonction de la tension inverse, pour la matrice A1604 (à gauche) et pour le prototype B (à droite). Les courbes discontinue et continue représentent respectivement les valeurs minimums et maximums.

matrice	tension de fonctionnement	capacité moyenne	écart-type	capacité par unité d’aire sensible des pixels
S8550	380 V	9,1 pF	0,5 pF	3,55 pF/mm ²
A1604	1570 V	2,8 pF	0,3 pF	0,7 pF/mm ²
A et B	1700 V	3,3 pF	0,3 pF	1,0 pF/mm ²

TAB. 3.2 – Capacité moyenne des APD à leur tension de fonctionnement, pour les différentes matrices.

La figure 3.17 montre les valeurs $N(\omega)$ mesurées sur un pixel d'une matrice S8550 et A1604, en fonction de l'épaisseur de la zone de déplétion ω . Le profil de dopage mesuré sur la matrice A1604 est en bon accord avec le profil présenté par le fabricant [102]. A la tension de fonctionnement l'épaisseur de la zone déplétée est de l'ordre de $150 \mu\text{m}$. La courbe obtenue pour l'APD de la matrice S8550 est très semblable à celle présentée dans [110] concernant une APD de type *reverse reach through* développée par Hamamatsu Photonics. De plus, les concentrations nettes de dopant sont similaires à celles d'une APD *reverse reach through* développée par EG&G dont les valeurs sont présentées dans [111]. Le côté dopé n de la jonction et la région π ont une épaisseur de l'ordre de $15 \mu\text{m}$ chacune. A la tension de fonctionnement l'épaisseur de la zone déplétée est de $30 \mu\text{m}$.

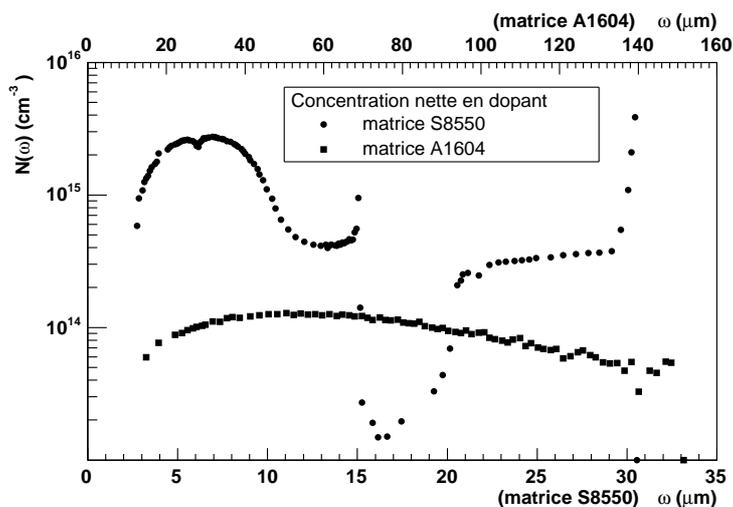


FIG. 3.17 – Profil de dopage net pour un pixel de la matrice S8550 et A1604.

Entre 0 et 50 V, soit pour des épaisseurs de la zone déplétée comprises entre 0 et $4 \mu\text{m}$, la capacité diminue rapidement car la concentration nette de dopant est relativement faible près de la jonction. Entre 50 et 180 V, soit pour des épaisseurs de la zone déplétée comprises entre 4 et $14 \mu\text{m}$, la diminution de la capacité est plus lente car la concentration nette de dopant des espaces déplétés à ces tensions est élevée. La diminution brutale de la capacité entre 180 et 220 V est due à la déplétion de la région π très faiblement dopée.

La figure 3.18 montre les profils nets de dopage du côté n de la jonction mesurés sur les prototypes A et B. Ces profils sont caractéristiques de la structure de type diffusion profonde qui engendre des zones déplétées larges. La concentration en dopant est plus élevée sur le pixel de la matrice A que sur celui de la matrice B. On s'attend donc à ce que le gain de la matrice A soit supérieur à celui de la matrice B.

La figure 3.19 montre le profil du champ électrique du côté dopé n de la jonction, calculé à partir de l'équation 3.5, pour un pixel d'une matrice S8550 alimentée à 380 V ($M = 80$), pour un pixel de la matrice A1604 alimentée à 1440 V ($M = 12$) ainsi que pour un pixel du prototype B alimenté 1700 V ($M = 500$). Le coefficient d'ionisation α des électrons dans le silicium peut être exprimé en fonction du champ électrique E (donné en V/cm) par la relation [112] :

$$\alpha(E) = A \cdot e^{-\frac{B}{E}} \quad (3.6)$$

où $A = 15 \mu\text{m}^{-1}$ et $B = 1,02 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$. Les valeurs A et B ont été choisies de manière à reproduire les valeurs expérimentales reportées dans [113]. En négligeant l'ionisation des trous, l'équation 1.10 fournissant le gain s'écrit :

$$M = e^{\int_0^w -\alpha(x)dx} \quad (3.7)$$

Les valeurs du gain fournies par l'équation 3.7 sont très proches des valeurs mesurées. Elles valent respectivement 84, 11, et 540 pour les matrices S8550, A1604, et B. L'épaisseur w_M de la région dans laquelle se produit 80% de la multiplication vaut environ $6 \mu\text{m}$ pour la matrice S8550, $55 \mu\text{m}$ pour la matrice A1604, et $38 \mu\text{m}$ pour le prototype B.

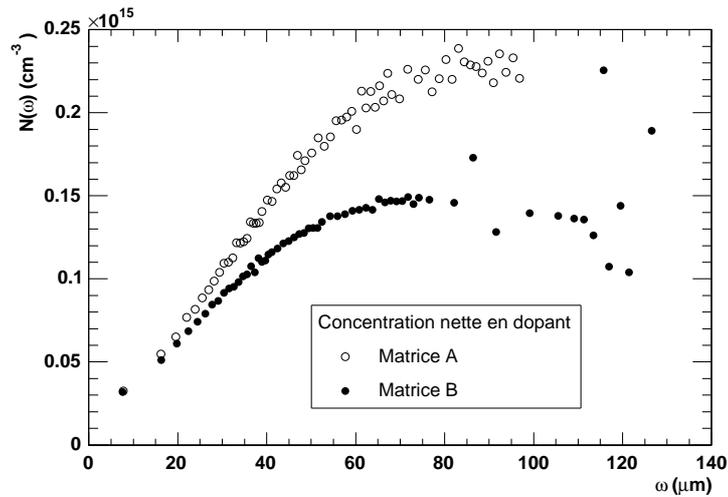


FIG. 3.18 – Profil de dopage net pour un pixel des prototypes A et B.

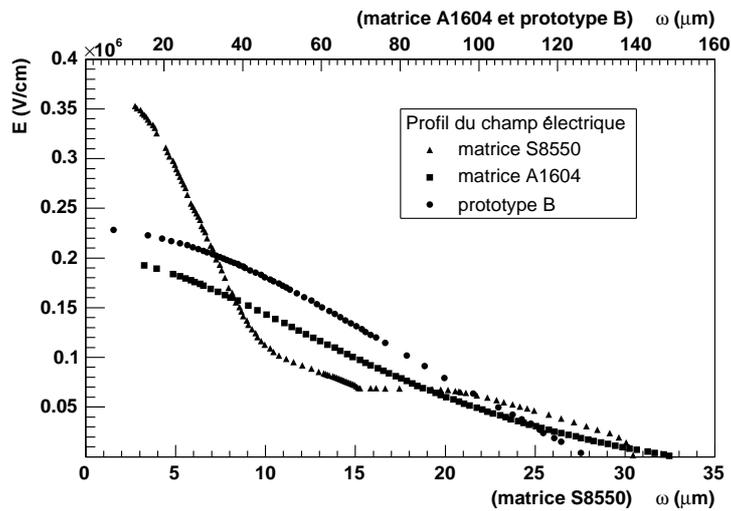


FIG. 3.19 – Profils du champ électrique dans la région dopée n pour les matrices S8550, A1604 et pour le prototype B.

3.5 Isolation électrique entre les pixels

L'isolation électrique entre les pixels de la matrice S8550 est mesurée à l'aide d'un oscilloscope cathodique Tektronix 576. L'une des anodes est connectée à la borne C (collecteur), et les 15 anodes restantes de la même matrice à la borne E (émetteur). Une tension V_B externe positive et continue est appliquée sur la borne B (base) connectée à la cathode commune. Comme pour un JFET de canal p , la pente du courant I_C en fonction du potentiel V_C , à la tension V_B , est une mesure de la transconductance $g_m(V_B)$ entre les bornes C et E. V_C est limitée à $\pm 0,25$ V.

La figure 3.20 montre la transconductance g_m mesurée en fonction de V_B pour un pixel situé au centre de la matrice (pixel 7) et pour un pixel situé dans un coin de la matrice (pixel 1). Les deux pixels commencent à être isolés à partir de 200 V. En dessous de cette valeur, le rapport entre les transconductances mesurées est de $3/2$. La matrice se comporte comme un JFET de canal p avec une tension de pincement de 200 V. Le pixel situé au centre de la matrice possède 3 voisins, et par conséquent, 3 faces en contact avec d'autres pixels. En revanche, le pixel situé dans le coin ne possède que deux voisins et donc deux faces en contact avec d'autres pixels. Par conséquent, le rapport entre les surfaces de contact des pixels 7 et 1 est aussi de $3/2$.

Les pixels de la matrice A1604 et des prototypes A et B sont isolés pour des tensions supérieures à 200 V.

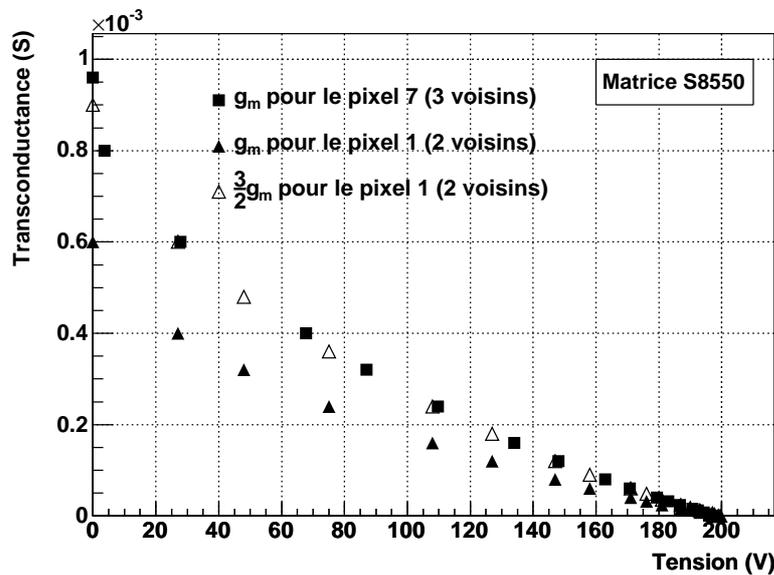


FIG. 3.20 – Transconductance g_m mesurée en fonction de la tension inverse V_B sur un pixel central et sur un pixel de coin d'une matrice S8550.

3.6 Le courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est mesuré avec un ampèremètre ayant une précision de ± 10 pA. Lors de la mesure du courant d'obscurité sur un pixel, tous les autres pixels sont connectés à la masse. Sur les matrices S8550, le courant d'obscurité individuel des pixels ne peut être mesuré que lorsque les APD sont complètement isolées les unes des autres, soit à des tensions supérieures à 250 V. A des tensions inférieures, on ne peut que mesurer le courant d'obscurité total des sous-matrices. La figure 3.21 montre la valeur moyenne du courant d'obscurité mesuré en fonction de la tension, à 22 °C, pour une sous-matrice S8550, pour une sous-matrice des prototypes A et B, ainsi que pour la matrice A1604. Les pixels 2 et 12 de la matrice A1604 ont un courant d'obscurité qui augmente linéairement avec le temps, une fois la tension appliquée. Les valeurs du courant d'obscurité mesurées sur ces pixels ne sont donc pas prises en compte.

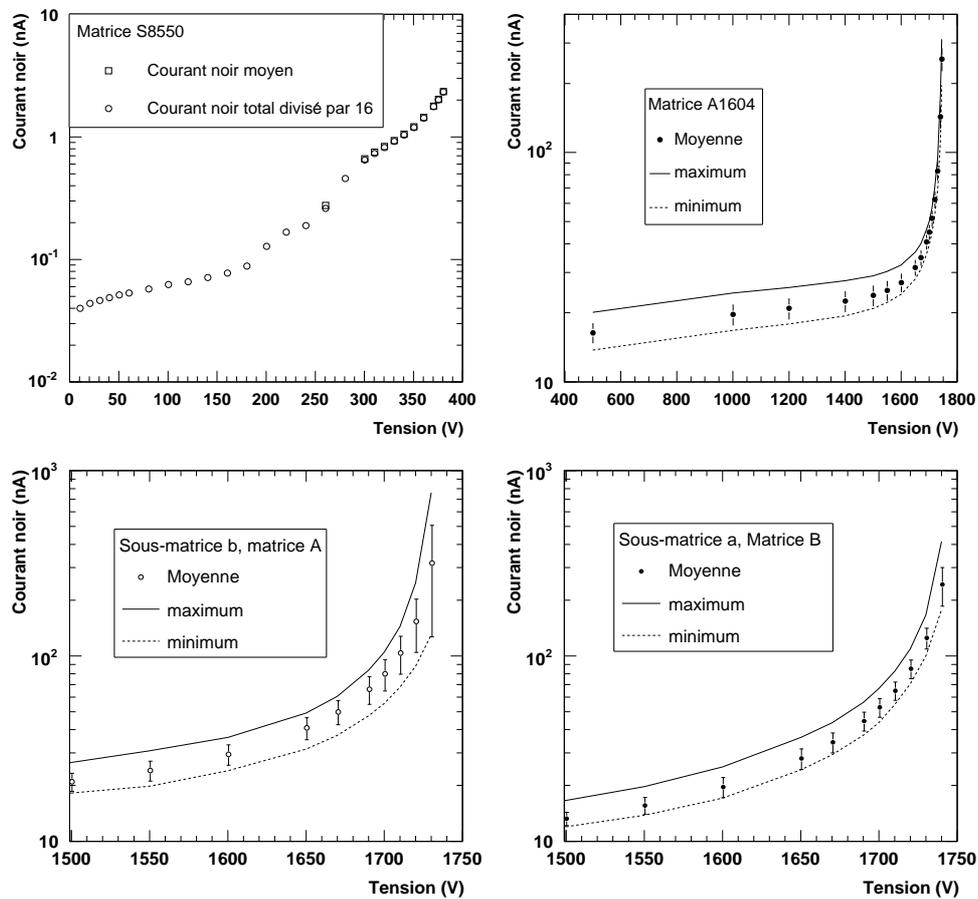


FIG. 3.21 – courant d'obscurité moyen mesuré en fonction de la tension à 22 °C. Les courbes discontinues et continues représentent respectivement les valeurs minimums et maximums. Les barres d'incertitude représentent l'écart-type.

La figure 3.22 montre le courant d'obscurité des APD S8550 situées sur les lignes internes et externes. Il apparaît que les APD situées sur les lignes internes ont un courant d'obscurité environ deux fois plus élevé que celles situées sur les lignes externes.

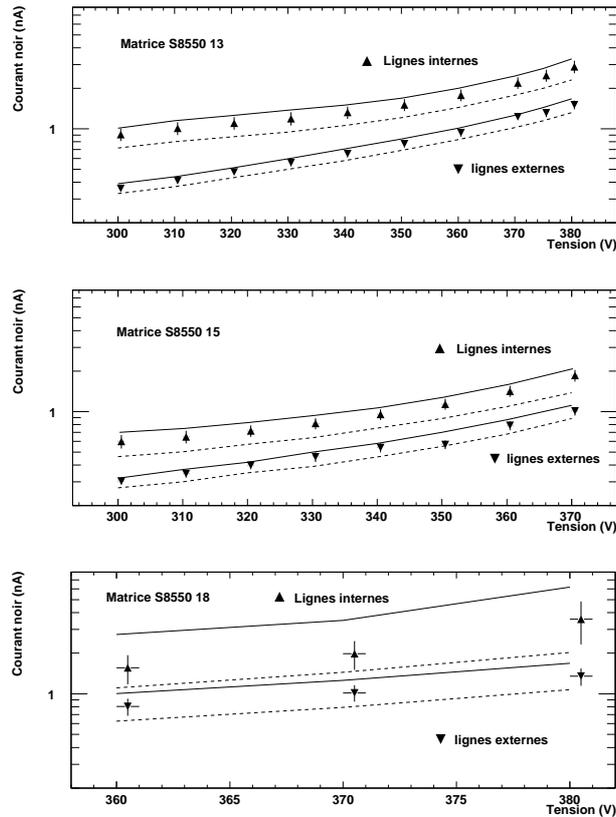


FIG. 3.22 – Moyenne, maximum, minimum et écart-type du courant d'obscurité en fonction de la tension, pour les matrices S8550 no. 13 (en haut), 15 (au milieu), 18 (en bas).

La figure 3.23 montre les valeurs des courants noirs des pixels appartenant aux sous-matrices b et a des matrices A et B. Sur les prototypes A et B, il ne semble pas y avoir de corrélation entre le courant d'obscurité d'un pixel et son appartenance à une ligne interne ou externe. En revanche, on observe une forte variation du courant d'obscurité parmi les pixels de la matrice A.

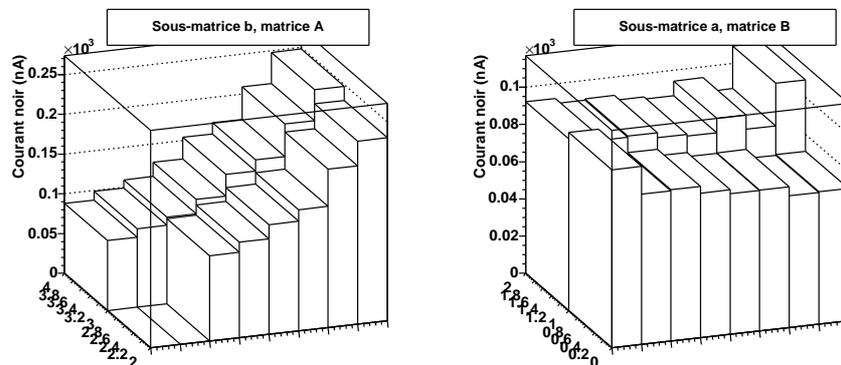


FIG. 3.23 – Distribution du courant d'obscurité sur les sous-matrices b et a des matrices A et B, à 1700 V et 22 ° C.

3.7 L'efficacité quantique

3.7.1 Méthode de mesure

L'efficacité quantique QE_{DT} du détecteur testé (DT) est déterminée par comparaison de son photocourant à celui fourni par le détecteur de référence (DR).

$$QE_{DT}(\lambda) = QE_{DR}(\lambda) \frac{i_{DT}(\lambda) - i_{d_{DT}}(\lambda)}{(i_{DR}(\lambda) - i_{d_{DR}}(\lambda))M_{DT}} \quad (3.8)$$

où i_{DT} et i_{DR} sont respectivement le courant de sortie du DT et du DR, $i_{d_{DT}}$ et $i_{d_{DR}}$ sont respectivement le courant d'obscurité du DT et du DR, QE_{DR} est l'efficacité quantique du DR et M_{DT} est le gain du DT. La trappe de lumière utilisée comme détecteur de référence a un gain de 1. Les APD sont illuminées avec un faisceau formant un spot d'environ 1 mm de diamètre et focalisé sur le centre des pixels. Les mesures d'efficacité quantique sont réalisées à une température de 22 ° C et à une tension telle que $M_{DT} = 1$.

La figure 3.24 montre le photocourant mesuré en fonction de la tension sur un pixel d'une matrice S8550 ainsi que sur un pixel d'une matrice A1604. Pour des tensions comprises entre 0 et 60 V, les matrices S8550 ont un photocourant constant. On peut donc considérer que leur gain est égal à 1 sur cette plage de tension [108]. Les mesures d'efficacité quantique sur les matrices S8550 sont réalisées à 30 V. Dans le cas de la matrice A1604, la courbe du photocourant ne présente pas de plateau. L'augmentation de la tension entre 0 et 500 V engendre probablement une amélioration de la collecte des charges libres créées, ce qui explique la légère augmentation du photocourant sur cette plage de tension. A 500 V, la dérivée seconde de la courbe du photocourant devient positive, ce qui marque le début de la multiplication. Pour les matrices A1604, les mesures d'efficacité quantique sont réalisées à 500 V, de même que pour les prototypes A et B qui présentent une courbe de photocourant semblable à celle de la matrice A1604.

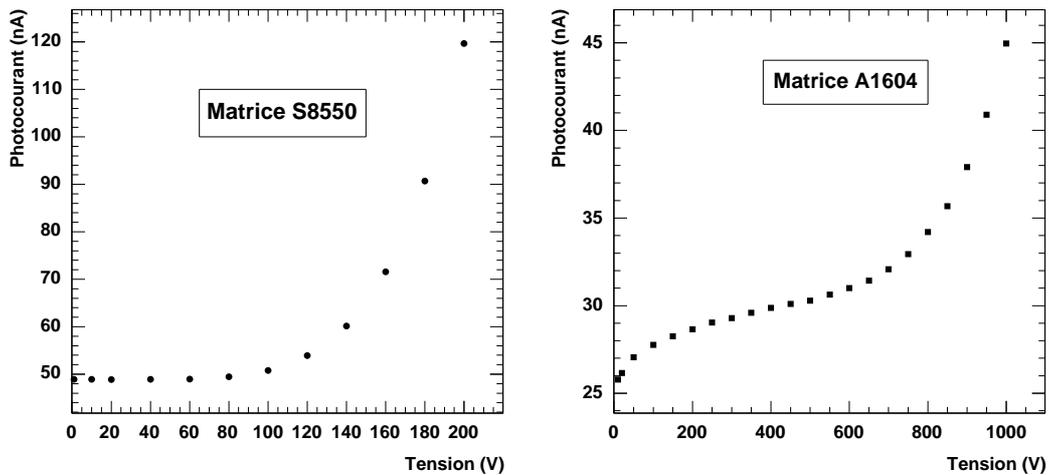


FIG. 3.24 – Photocourant mesuré en fonction de la tension à une longueur d'onde d'illumination de 450 nm.

3.7.2 Résultats

La figure 3.25 montre l'efficacité quantique moyenne mesurée sur les matrices S8550 ainsi que celle mesurée sur la matrice A1604, en fonction de la longueur d'onde. Sur les matrices S8550, l'efficacité quantique des pixels est très uniforme, même entre différentes matrices. En revanche, sur la matrice A1604 on observe une dispersion des valeurs mesurées significativement plus élevée.

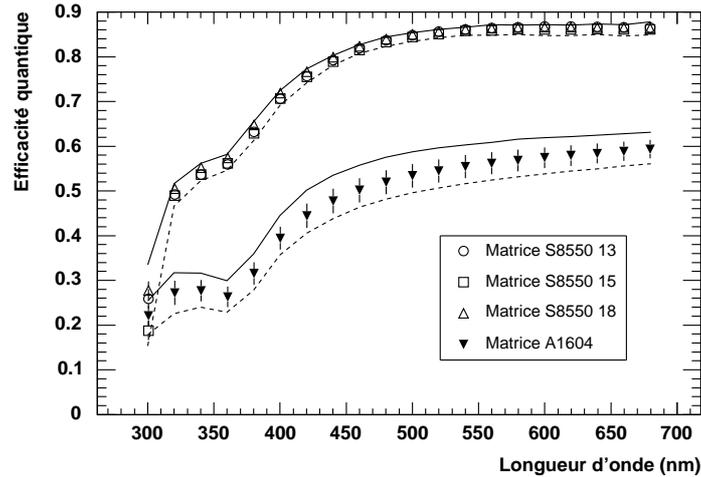


FIG. 3.25 – Efficacité quantique moyenne mesurée en fonction de la longueur d'onde d'illumination. Les barres d'incertitude représentent l'écart-type et les lignes correspondent aux valeurs minimums et maximums.

La figure 3.26 montre l'efficacité quantique moyenne pour les matrices A et B, en fonction de la longueur d'onde. Le tableau 3.3 donne les valeurs moyennes et l'écart-type des valeurs d'efficacité quantique pour tous les types de matrice, aux longueurs d'ondes de 365 nm et de 420 nm correspondant au pic d'émission du LuAP et du LSO. Grâce à leur revêtement optique, les matrices A et B ont une efficacité quantique moyenne supérieure à celle de la matrice A1604. La dispersion de l'efficacité quantique est probablement due à la non uniformité de l'épaisseur du revêtement. La matrice B présente une dispersion plus élevée que celle de la matrice A mais son efficacité quantique moyenne est plus élevée et certains de ses pixels ont une efficacité quantique égale à celle des APD S8550. La méthode d'application du revêtement par rotation, employée sur la matrice B, est donc prometteuse. Elle doit cependant encore être améliorée afin que l'épaisseur du revêtement soit plus uniforme.

Matrice	A		B		A1604		S8550	
λ (nm)	365	420	365	420	365	420	365	420
$\langle QE \rangle$	0,33	0,49	0,34	0,52	0,28	0,44	0,58	0,76
σ_{QE}	0,06	0,07	0,11	0,12	0,02	0,03	0,005	0,003

TAB. 3.3 – Moyenne et écart-type de l'efficacité quantique aux longueurs d'ondes d'émission du LuAP et du LSO.

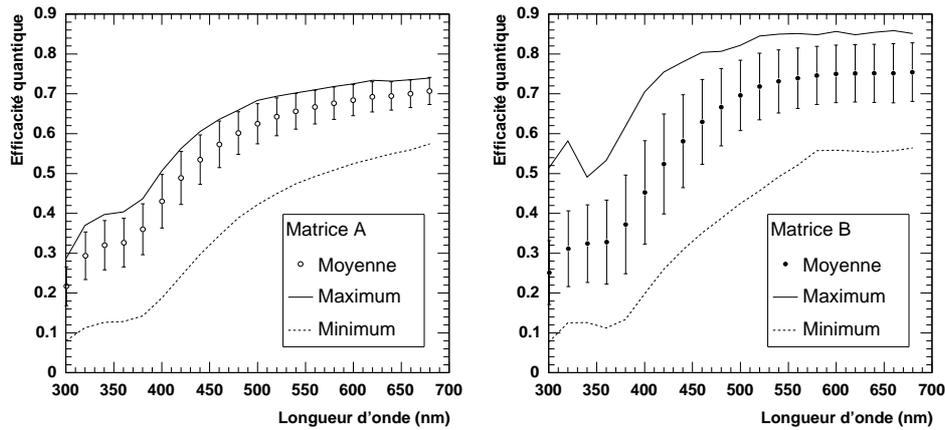


FIG. 3.26 – Efficacité quantique moyenne mesurée en fonction de la longueur d'onde d'illumination. Les barres d'incertitude représentent l'écart-type et les courbes discontinues et continues représentent respectivement les valeurs minimums et maximums.

La figure 3.27 montre les valeurs d'efficacité quantique des pixels appartenant aux sous-matrices *b* et *a* des matrices A et B, à 360 nm et à 420 nm. Il n'apparaît pas de corrélation particulière entre l'efficacité quantique des pixels et leur position sur la matrice.

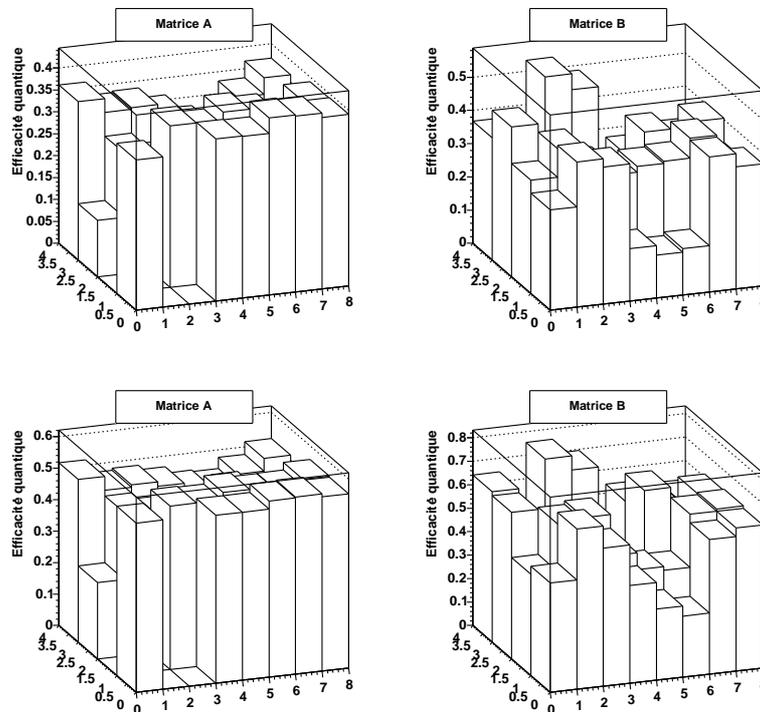


FIG. 3.27 – Distribution de l'efficacité quantique sur les sous-matrices *b* et *a* des matrices A et B, à 360 nm (en haut) et à 420 nm (en bas).

3.7.3 Non uniformité de l'efficacité quantique sur la surface des pixels de la matrice A1604

Afin d'étudier la variation de l'efficacité quantique sur la surface d'un pixel A1604, sa surface est divisée en 4×4 zones (Fig. 3.28) successivement éclairées par un faisceau laser ayant une longueur d'onde de 543,5 nm et un diamètre inférieur à la taille des zones.

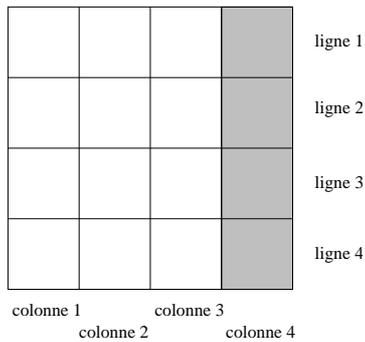


FIG. 3.28 – Numérotation des différentes zones d'un pixel. La surface claire du pixel est représentée en gris.

La figure 3.29 montre l'efficacité quantique mesurée sur les différentes zones des pixels 6 et 7. On observe un gradient de l'efficacité quantique dirigé vers la droite des pixels où leur surface apparaît plus claire. Cette partie claire correspond à une accumulation du film de passivation lors de sa déposition par rotation, due à la présence des rainures sur la surface de la matrice. Tandis que l'efficacité quantique moyenne mesurée sur la colonne 1 vaut respectivement $0,49 \pm 0,01$ et $0,52 \pm 0,02$ sur les pixels 6 et 7, l'efficacité quantique moyenne mesurée sur la colonne 4 vaut respectivement $0,59 \pm 0,01$ et $0,61 \pm 0,03$ sur les pixels 6 et 7. Il semble donc que l'épaisseur du film de passivation influence significativement l'efficacité quantique.

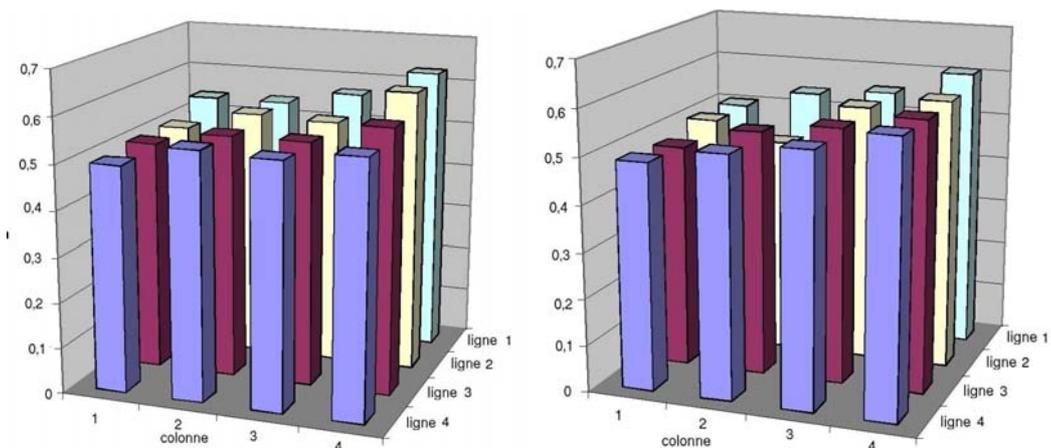


FIG. 3.29 – Mesure de l'efficacité quantique sur la surface des pixels n°6 (à gauche) et n°7 (à droite) de la matrice A1604.

Afin d'étudier la dispersion de l'efficacité quantique sur la surface d'un pixel à d'autres longueurs d'ondes que celle du laser, nous utilisons le faisceau de lumière produit par la lampe à arc du banc de test. Dans ce cas, la taille du spot nécessite l'usage d'un partitionnement plus large de la surface du pixel en 3×3 zones, comme indiqué sur la figure 3.30. L'efficacité quantique des différentes zones est présentée sur la figure 3.31. Le gradient d'efficacité quantique est d'autant plus important que la longueur d'onde est faible.

11	12	13
21	22	23
31	32	33

FIG. 3.30 – Numérotation des différentes zones d'un pixel. La surface claire du pixel est représentée en gris.

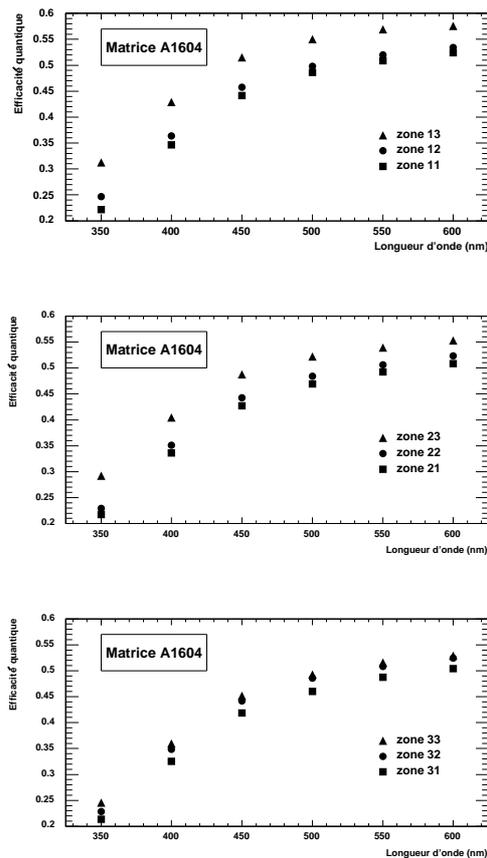


FIG. 3.31 – Mesure de l'efficacité quantique sur la surface du pixel 9 de la matrice A1604 en fonction de la longueur d'onde.

3.8 La multiplication

3.8.1 Dépendance en tension et dispersion

Pour la mesure du gain, les APD sont illuminées avec un faisceau focalisé sur le centre des pixels et formant un spot d'environ 1 mm de diamètre. La longueur d'onde d'illumination est de 450 nm. A une tension donnée, le gain est déterminé par le rapport entre le photocourant et celui mesuré lorsque le gain vaut 1. La figure 3.32 présente le gain moyen des matrices S8550 n°13 et A1604. L'allure de la courbe de gain des prototypes A et B est tout à fait similaire à celle de la matrice A1604. Les tableaux 3.4, 3.5 et 3.6 donnent les valeurs de gain à différentes tensions des matrices S8550, A1604 ainsi que celles des prototypes A et B.

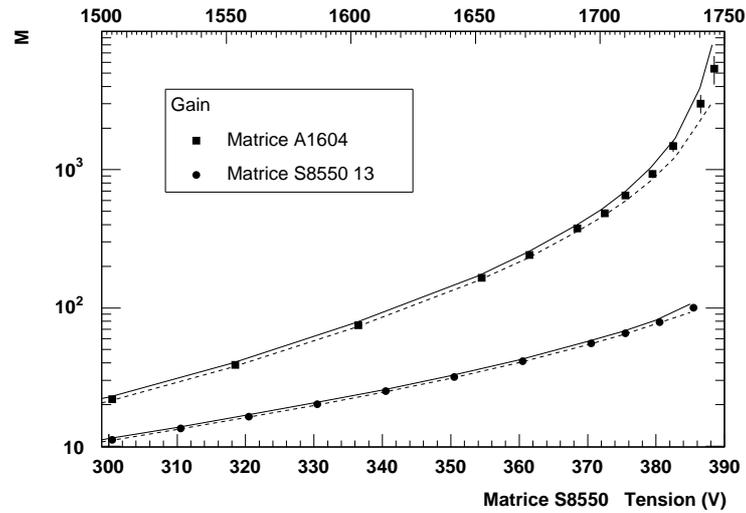


FIG. 3.32 – Gain moyen en fonction de la tension, à 22 ° C. Les courbes discontinues et continues représentent respectivement les valeurs minimums et maximums. Les barres d'erreur représentent l'écart-type.

Matrice S8550		Sous-matrice <i>a</i>			Sous-matrice <i>b</i>		
Tension (V)	Matrice	Min.	Max.	Moy.±dév. St.	Min.	Max.	Moy.±dév. St.
360	13	40,5	42,2	41,3±0,5	40,2	41,5	40,9±0,4
	15	51,8	60,5	56,5±2,4			
	18	43,6	45,6	44,5±0,6	45,2	48,2	46,9±0,9
370	13	54,5	57,2	55,7±0,8	54,1	56,0	55,1±0,6
	15	73,2	87,0	81,5±4,3			
	18	59,6	61,5	61,1±0,6	62,2	67,2	65,0±1,6
380	13	77,6	81,6	79,5±1,4	76,7	80,0	78,5±1,0
	15	120,5	154,0	139,0±8,6			
	18	86,8	93,1	89,9±2,0	91,6	101,0	96,8±2,9

TAB. 3.4 – Gain moyen des matrices S8550, à 22 ° C.

Tension (V)	Min.	Max.	Moy.±dév. St.
1650	158	171	165±4
1690	356	397	376±13
1710	600	703	650±34
1720	829	1028	932±61
1730	1237	1691	1481±132

TAB. 3.5 – Gain moyen de la matrice A1604, à 22 ° C.

Tension (V)	Sous-matrice <i>b</i> du prototype A			Sous-matrice <i>a</i> du prototype B		
	Min.	Max.	Moy.±dév. St.	Min.	Max.	Moy.±dév. St.
1650	183	263	218±25	167	186	177±5
1690	429	700	542±87	370	429	404±16
1710	763	1495	1080±248	640	771	710±37
1720	1108	2795	1787±570	899	1130	1021±68
1730	1812	8829	4042±2207	1366	1846	1624±140

TAB. 3.6 – Gain moyen des sous-matrices *b* et *a* des prototypes A et B, à 22 ° C.

Chaque sous-matrice S8550 possède une courbe gain-tension qui lui est propre. La dispersion (Dév. St./Moyenne) du gain sur les sous-matrices des matrices S8550 n°13 et 18 est d'environ 1,5%. La sous-matrice *a* de la matrice n°15 présente une dispersion de 5%. La figure 3.33 montre les valeurs de gain des pixels appartenant aux sous-matrices *b* et *a* des matrices A et B. Sur les pixels de la matrice A, on observe une forte dispersion du gain nettement corrélée avec celle du courant d'obscurité. Sur les matrices B et A1604, la dispersion du gain vaut environ 5% lorsque le gain est de 700 et 8% lorsque le gain est de 1500.

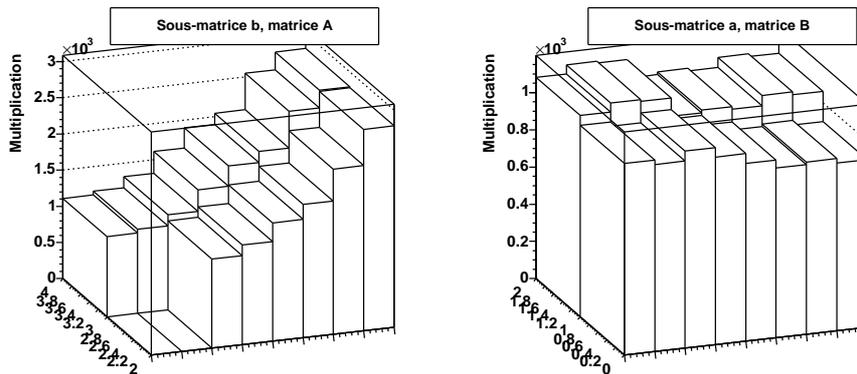


FIG. 3.33 – Distribution du gain sur les sous-matrices *b* et *a* des matrices A et B, à 1720 V et 22 ° C.

3.8.2 Dépendance en température

Afin de décrire la dépendance du gain avec la température, on introduit le coefficient de variation en température du gain k_T :

$$k_T = \frac{1}{M} \times \frac{dM}{dT} \quad (3.9)$$

Après avoir mesuré le gain en fonction de la tension à deux températures différentes, k_T peut être estimé par :

$$k_T(M, T) = \frac{2}{M_1 + M_2} \times \frac{M_1 - M_2}{T_1 - T_2} \quad (3.10)$$

où $M = (M_1 + M_2)/2$ et $T = (T_1 + T_2)/2$. La figure 3.34 montre la dépendance de k_T avec le gain M à une température T de 22 °C, pour les matrices A1604, S8550 et B. La matrice A présente une dépendance identique à celle de la matrice B. A 29 °C, k_T présente exactement la même dépendance avec le gain qu'à 22 °C.

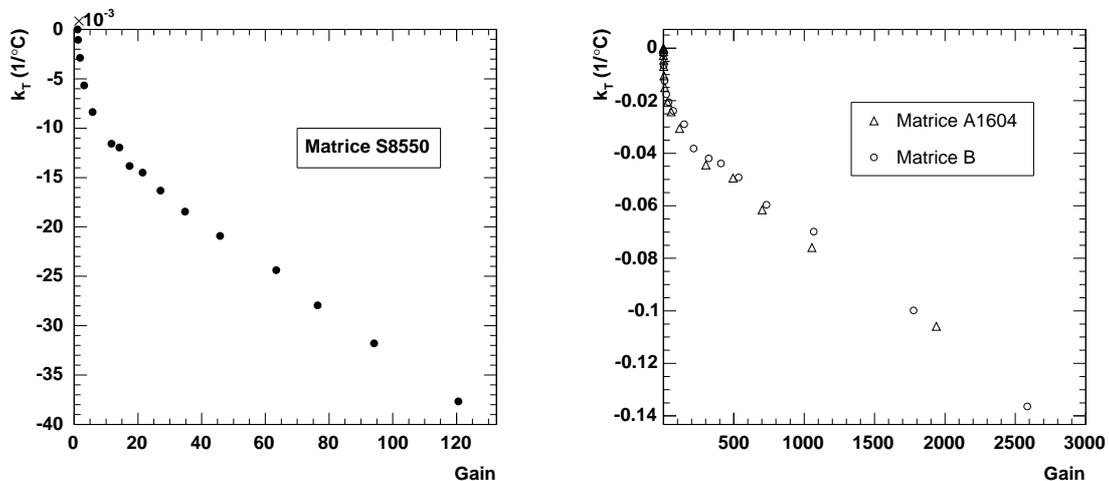


FIG. 3.34 – Coefficient de variation du gain en température représenté en fonction du gain, pour une température de 22 °C.

Le maintien d'un gain constant lorsque la température varie nécessite un ajustement de la tension appliquée. La figure 3.35 fournit la tension à appliquer en fonction de la température, pour 6 valeurs de gain différentes, sur la matrice S8550 n°13. Pour des gains compris entre 40 et 90 et pour des températures comprises entre 16 et 34 °C, le coefficient d'ajustement dV/dT de la tension sur les matrices S8550 est constant et vaut $0,73 \pm 0,12 \text{ V}/^\circ\text{C}$.

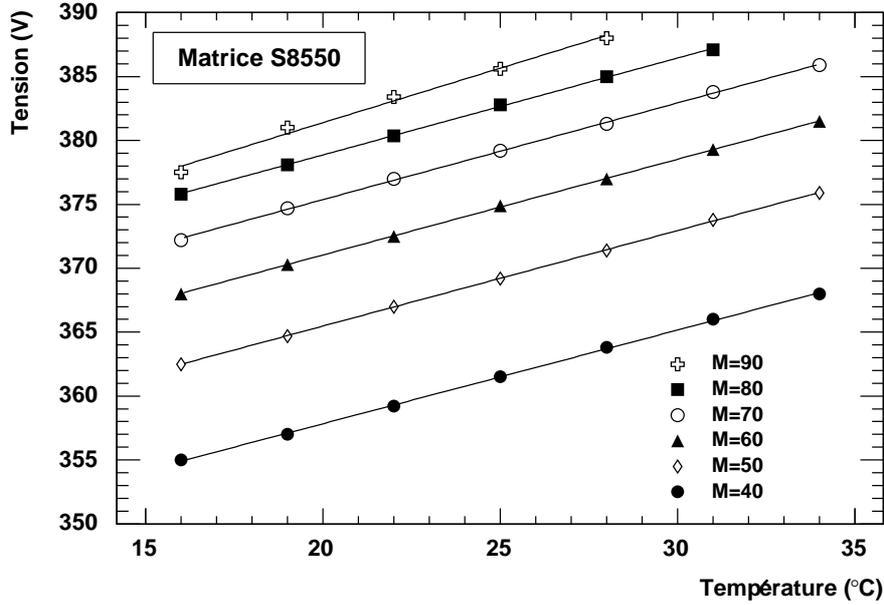


FIG. 3.35 – Tension à appliquer en fonction de la température pour conserver un gain constant sur la matrice S8550 n°13.

3.8.3 Courants noirs de surface et de volume

La figure 3.36 présente le courant d'obscurité en fonction du gain pour le pixel n°1 de la matrice S8550 n°15 et pour le pixel n°6 de la matrice A1604, à plusieurs températures. En négligeant la contribution du courant de volume créé en aval de la région de multiplication, le courant d'obscurité i_d s'écrit :

$$i_d = i_{ds} + i_{dv} \cdot M \quad (3.11)$$

où i_{ds} est le courant de surface et i_{dv} est le courant de volume généré par excitation thermique en amont de la région de multiplication. i_{dv} est proportionnel à la densité des porteurs intrinsèques qui elle-même est proportionnelle à $T^{3/2} \cdot e^{-E_g/2kT}$, où k est la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), T est la température en degré Kelvin et E_g est l'énergie de bande interdite (1,12 eV pour le silicium à 300 K). En conséquence, pour des températures comprises entre 10 et 50 °C, on doit observer un doublement de i_{dv} tout les 8 à 10 °C. Les valeurs de i_{ds} et i_{dv} obtenues au moyen d'une régression linéaire sur les courbes du courant d'obscurité sont reportées dans les tableaux 3.7 et 3.8. Le courant de surface augmente également avec la température, d'un facteur 2 tous les 10 °C environ. La même dépendance en température du courant d'obscurité de surface et de volume est observée sur les matrices A et B.

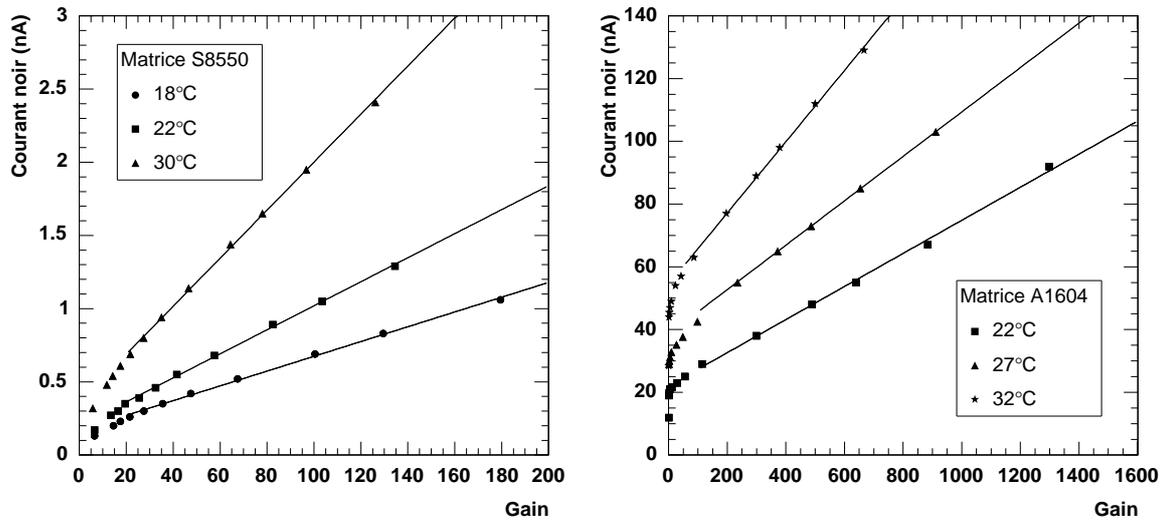


FIG. 3.36 – courant d’obscurité en fonction du gain à différentes températures pour une APD de la matrice S8550 n°13 (à gauche) et pour une APD de la matrice A1604 (à droite).

Température (° C)	18	22	30
i_{ds} (nA)	0,17	0,20	0,36
i_{dv} (nA)	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$16,4 \cdot 10^{-3}$

TAB. 3.7 – courant d’obscurité de surface et de volume mesurés sur un pixel d’une matrice S8550 à différentes températures.

Température (° C)	22	27	32
i_{ds} (nA)	22,1	38,6	54,4
i_{dv} (nA)	$5,27 \cdot 10^{-2}$	$7,08 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$

TAB. 3.8 – courant d’obscurité de surface et de volume mesurés sur un pixel de la matrice A1604 à différentes températures.

Sur les matrices S8550, les pixels situés sur une même rangée ont des valeurs i_{ds} et i_{dv} similaires. En revanche, les valeurs i_{ds} et i_{dv} peuvent être significativement différentes entre des lignes différentes, en particulier entre des lignes internes et externes, comme le montre la figure 3.37. A 22 ° C, le courant de volume des APD S8550 est compris entre 0,01 et 0,03 nA et le courant de surface entre 0,2 et 0,6 nA. La figure 3.38 montre le courant d’obscurité moyen des pixels de la matrice A1604. Les courants noirs des pixels 2 et 12 ne sont pas pris en compte dans la moyenne car ils varient dans le temps. Ces deux pixels ont un courant de volume constant égal au courant de volume moyen mais leur courant de surface augmente linéairement avec le temps une fois mis sous tension. A 22 ° C, les courants de volume et de surface des APD A1604 s’élèvent à $(0,05 \pm 0,01)$ nA et (22 ± 1) nA. La figure 3.38 présente également le courant d’obscurité moyen de tous les pixels d’une sous-matrice A et B en fonction du gain, à 22 ° C.

Les APD des matrices A et B possèdent des courants de volume et de surface identiques qui s'élèvent respectivement à $0,08 \pm 0,01$ nA et 38 ± 6 nA. Bien que la surface des pixels des matrices A et B soit légèrement inférieure à celle des pixels de la matrice A1604, leurs courants de volume et de surface sont significativement plus élevés.

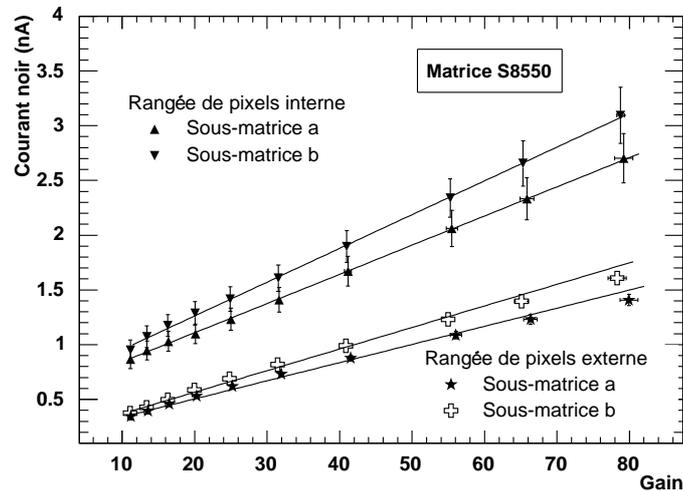


FIG. 3.37 – courant d'obscurité moyen en fonction du gain pour les pixels internes et externes de la matrice S8550 n°13, à 22 °C. Les barres d'incertitude verticales et horizontales représentent l'écart-type du courant d'obscurité et du gain.

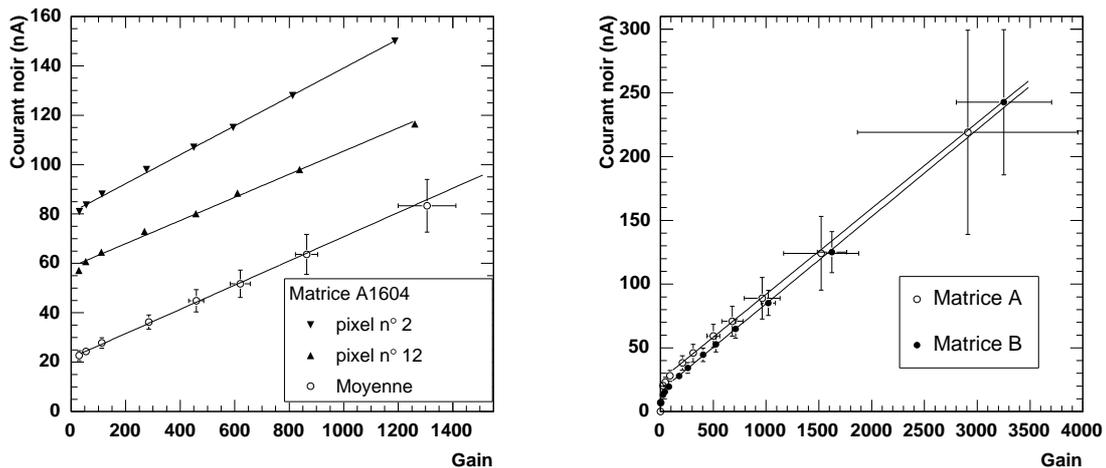


FIG. 3.38 – courant d'obscurité moyen en fonction du gain pour les pixels de la matrice A1604 (à gauche), ainsi que pour les pixels d'une sous-matrice des prototypes A et B (à droite), à 22 °C. Les barres d'incertitude verticales et horizontales représentent l'écart-type du courant d'obscurité et du gain.

3.8.4 Non uniformité du gain sur la surface des pixels de la matrice A1604

La mesure qui suit vise à étudier l'uniformité du gain sur la surface des pixels de la matrice A1604. Dans un premier temps, un faisceau de lumière est focalisé sur le centre du pixel n°7. Le spot du faisceau sur le pixel mesure 1 mm de diamètre et la longueur d'onde sélectionnée par le monochromateur est de 450 nm. Puis, le faisceau est focalisé sur le centre de la bande claire du pixel. La mesure du gain en fonction de la tension dans ces deux conditions d'illumination est présentée sur la figure 3.39. Sur le bord des pixels, le gain est nettement réduit à cause des biseaux [104].

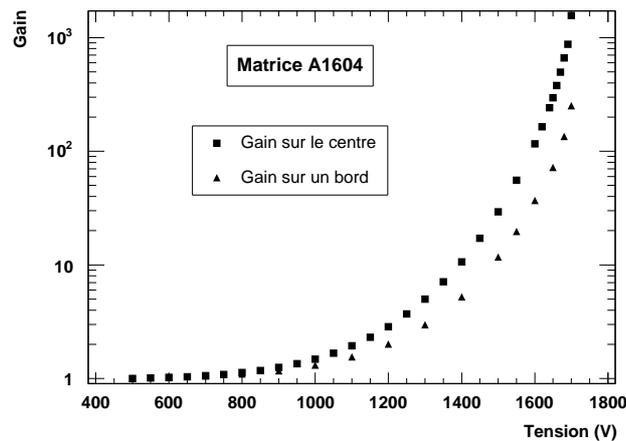


FIG. 3.39 – Mesure du gain en fonction de la tension sur un pixel d'une matrice A1604 pour une illumination de sa partie centrale et pour une illumination focalisée sur un de ses bords.

3.9 Linéarité de la réponse

La linéarité des réponses d'une APD S8550 et A1604 en mode d'illumination continue est étudiée en reportant leur photocourant en fonction de l'intensité du faisceau de lumière les éclairant. L'intensité lumineuse est mesurée avec une trappe de lumière et elle est modifiée par activation de filtres optiques. La longueur d'onde sélectionnée est de 450 nm et la température des APD est fixée à 22 ° C. Pour une plage d'intensité lumineuse s'étendant de $3 \cdot 10^8$ γ/s à $2 \cdot 10^{11}$ γ/s , les réponses de l'APD S8550 alimentée à 370 V ($M=55$) et celle de l'APD A1604 alimentée à 1670 V ($M=300$) sont parfaitement linéaires.

3.10 Diaphonie

La diaphonie entre les pixels des matrices S8550 et A1604 est étudiée en mesurant les réponses des pixels qui avoisinent un pixel éclairé avec un faisceau focalisé sur son centre et formant un spot d'environ 1 mm de diamètre. L'intensité du faisceau est de 10^{11} γ/s et la longueur d'onde sélectionnée est de 450 nm. Lorsque le pixel n°8 de la matrice S8550 n°13 est éclairé, un petit courant de diaphonie est mesuré sur ses voisins directs que sont les pixels n°6, 7, 10. Pour des tensions comprises entre 320 V ($M=15$) et 385 V ($M=110$), l'intensité de ce courant est inférieure à 0,3 nA, ce qui représente moins de 0,02% de l'intensité du photocourant délivré par le pixel éclairé. Sur la matrice A1604, aucune diaphonie n'est observée.

3.11 Épaisseur de la région de conversion

A une tension donnée, le facteur de multiplication moyen M_0 des photons absorbés avant la région de multiplication, dans une zone appelée région de conversion peut être approximé par la relation :

$$M_0 = e^{\alpha\omega_M} \quad (3.12)$$

en considérant que le coefficient d'ionisation des électrons α est constant sur toute la largeur de la région de multiplication ω_M et que le coefficient d'ionisation des trous est négligeable. Pour des photons absorbés à une profondeur x de la région de multiplication, le gain $M(x)$ s'écrit :

$$M(x) = e^{\alpha(\omega_M - x)} \quad (3.13)$$

On peut estimer l'épaisseur de la région de conversion d en analysant la dépendance de la multiplication effective M de l'APD avec la longueur d'onde d'illumination. Le courant total I_{tot} collecté à la sortie de l'APD est donné par la somme du courant $I(d)$ généré par les photons absorbés dans la région de conversion, lesquels subissent une multiplication moyenne complète M_0 , plus l'intégrale des courants élémentaires générés à une profondeur x de la région de multiplication :

$$I_{tot} = I(d) \cdot M_0 + \int_0^{\omega_M} e^{\alpha(\omega_M - x)} dI(x) \quad (3.14)$$

Le flux de photons absorbés dans la région de conversion est donné par $I(d) = I_0(1 - e^{-\mu d})$, où I_0 est le flux de photons incident et μ est le coefficient d'atténuation linéaire. Le flux de photons absorbés après la région de conversion à une distance x de la fin de la région de conversion est donné par le flux de photons émergeant de la région de conversion $I_0 e^{-\mu d}$ multiplié par la densité de probabilité $\mu e^{-\mu x}$ qu'un photon soit absorbé entre x et $x + dx$. Ainsi,

$$I_{tot} = I_0(1 - e^{-\mu d})M_0 + \int_0^{\omega_M} I_0 e^{-\mu d} \mu e^{-\mu x} \times e^{\alpha(\omega_M - x)} dx \quad (3.15)$$

$$I_{tot} = I_0 M_0 \left\{ 1 - e^{-\mu d} \left[\frac{\alpha}{\alpha + \mu} + \frac{\mu e^{-(\mu + \alpha)\omega_M}}{\alpha + \mu} \right] \right\} \quad (3.16)$$

Comme, $I_{tot} = I_0 M$, on obtient :

$$\frac{M}{M_0} = 1 - e^{-\mu d} \left[\frac{\alpha}{\alpha + \mu} + \frac{\mu e^{-(\mu + \alpha)\omega_M}}{\alpha + \mu} \right] \quad (3.17)$$

Le coefficient d'atténuation des photons est très élevé dans l'ultra-violet et il diminue significativement pour les longueurs d'onde plus élevées. Ainsi, pour des longueurs d'onde d'illumination inférieures à 450 nm, la quasi totalité des photons sont absorbés dans la région de conversion. La multiplication effective M est donc égale à la multiplication complète M_0 . En revanche, pour des longueurs d'onde supérieures à 450 nm, une fraction des photons sont absorbés dans la région de multiplication, ce qui engendre une diminution du gain effectif, comme le montre la figure 3.40.

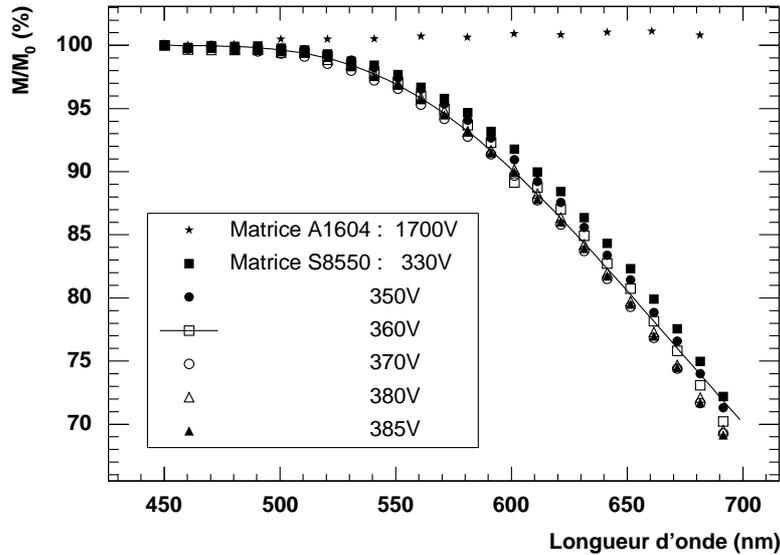


FIG. 3.40 – Gain effectif relatif en fonction de la longueur d'onde mesuré sur un pixel d'une matrice S8550 et A1604.

Dans le cas de la matrice S8550, la fonction 3.17 est ajustée sur les données mesurées aux différentes tensions, en prenant comme paramètre d'ajustement l'épaisseur de la région de conversion d . α est calculé à partir de l'équation 3.12 et ω_M vaut environ $6 \mu\text{m}$ d'après l'estimation réalisée précédemment à partir du champ électrique. Les valeurs du coefficient d'atténuation sont fournies par la relation 3.18, où λ est donné en nm et μ en cm^{-1} . Celles-ci sont en bon accord avec les données reportées dans [114].

$$\mu(\lambda) = 10^{\frac{1302}{\lambda} + 1,51} \quad (3.18)$$

Les valeurs de d fournies par les ajustements sur les données correspondant aux différentes tensions sont comprises entre $4,0 \mu\text{m}$ et $4,3 \mu\text{m}$. Dans le cas de la matrice A1604, le facteur de multiplication est constant jusqu'à une longueur d'onde de 700 nm, ce qui permet d'affirmer que l'épaisseur de la région de conversion des APD A1604 est en tout cas plus large que $11 \mu\text{m}$.

3.12 La variance de multiplication

3.12.1 Matériel et méthode

Pour déterminer le facteur de bruit de la multiplication F d'une APD, celle-ci est exposée à des impulsions de lumière de différentes intensités produites par une LED ayant un pic d'émission à 450 ou 636 nm. La LED est alimentée par un module du CERN N4168 qui génère des impulsions de 100 ns. Le faisceau produit par la LED est passé à travers un monochromateur et son intensité est modifiée par l'activation de filtres optiques. La charge de sortie de l'APD est envoyée dans un préamplificateur Canberra 2003BT ayant un gain de $0,45 \text{ V/pC}$ et un bruit de $550 e^- + 3 e^-/\text{pF}$. Le préamplificateur est suivi par un amplificateur ORTEC ayant une constante de mise en forme de $1 \mu\text{s}$. Finalement, le signal est digitalisé dans

un analyseur multicanal. La chaîne d'analyse est calibrée en injectant des impulsions carrées d'amplitudes connues dans une capacité de test de 1,33 pF du préamplificateur. Pour une tension donnée, l'APD est exposée à des impulsions de lumière de différentes intensités et pour chacune d'elles, la distribution d'amplitude des impulsions de sortie est enregistrée par l'analyseur multicanal. En tenant compte du bruit électronique ENC et de la variance relative $\nu_{N_{LED}}$ de la quantité de lumière produite par la LED pour chaque éclair lumineux, la variance ν_Q de la charge d'entrée du préamplificateur s'écrit :

$$\nu_Q = \frac{F}{N} + \left(\nu_{N_{LED}} - \frac{1}{N_{LED}} \right) + \left(\frac{ENC}{Q} \right)^2 \quad (3.19)$$

où N est le nombre de paires primaires électron-trou créées, Q est la charge moyenne de sortie de l'APD et N_{LED} est le nombre moyen de photons produits par la LED lors d'un éclair lumineux. Ainsi, la déviation standard de la charge d'entrée du préamplificateur σ_Q s'écrit :

$$\sigma_Q^2 = \left(F + \left(\nu_{N_{LED}} - \frac{1}{N_{LED}} \right) N \right) NM^2 + ENC^2 \quad (3.20)$$

Expérimentalement, nous constatons que σ_Q^2 est reliée linéairement à NM^2 , ce qui indique que la contribution liée aux fluctuations de la quantité de lumière produite par la LED est négligeable. Ainsi, l'expression 3.20 se réduit à :

$$\sigma_Q^2 = FNM^2 + ENC^2 \quad (3.21)$$

σ_Q^2 est reporté en fonction de NM^2 et F est estimé au moyen d'une régression linéaire. Dans le but de limiter autant que possible le bruit électronique, la régulation en température de la matrice APD n'est pas utilisée. Cependant, sa température est mesurée tout au long de la mesure de F dans le but d'effectuer un calcul précis du gain des APD en prenant en compte leur coefficient de variation en température.

3.12.2 Résultats

La figure 3.41 montre le facteur de bruit de multiplication F d'une matrice S8550 en fonction du gain, à environ 24 °C. A 636 nm, F est significativement plus élevé qu'à 450 nm. Ceci est dû au fait qu'à 636 nm, une fraction des photons sont absorbés dans la région de multiplication, ce qui engendre une fluctuation additionnelle du gain. En considérant que le coefficient d'ionisation des électrons α est constant sur toute la région de multiplication et que le coefficient d'ionisation des trous est négligeable, on peut estimer la fluctuation additionnelle du gain par la relation [115] :

$$\frac{\sigma_{add}^2}{M^2} = \frac{e^{-\mu d} \left(\frac{2}{\left(\frac{\mu}{\alpha} + 1 \right) \left(\frac{\mu}{\alpha} + 2 \right)} - \frac{e^{-\mu d}}{\left(\frac{\mu}{\alpha} + 1 \right)^2} \right)}{\left(1 - \frac{e^{-\mu d}}{\left(\frac{\mu}{\alpha} + 1 \right)} \right)^2} \quad (3.22)$$

où d est l'épaisseur de la région de conversion estimée précédemment à $4 \mu\text{m}$, α est fourni par l'équation 3.12 avec $\omega_M = 6 \mu\text{m}$ et le coefficient d'atténuation μ est donné par la relation 3.18. Le facteur de bruit de multiplication s'écrit alors $F^* = F + \sigma_{\text{add}}^2/M^2$. Les valeurs des fluctuations additionnelles fournies par la relation 3.22 sont très faibles ($< 4 \cdot 10^{-3}$) à 450 nm et sont d'environ 0,2 à 636 nm, en bon accord avec les données présentées sur la figure 3.41.

A 450 nm, les valeurs de F sont inférieures à 2. Des résultats très similaires sont reportés dans [115] et [108] concernant l'APD S5345 développée par Hamamatsu. La théorie de MacIntyre qui prédit une valeur de F essentiellement supérieure à 2 ne peut pas s'appliquer aux APD S8550. Ceci n'est pas surprenant car cette théorie repose entre autre sur l'hypothèse que la région de multiplication est large, ce qui n'est pas le cas de cette APD. Une théorie plus générale développée par Van Vliet [116] permet de décrire ce cas. Cette théorie fournit une expression pour F qui fait intervenir le gain, le rapport moyen d'ionisation k , ainsi qu'un paramètre appelé probabilité moyenne d'ionisation pour les électrons noté λ :

$$F = 1 + \frac{(M-1)(1-k)}{M(2+\lambda+k\lambda)} \times \left(-\lambda + 2 \frac{1-k\lambda^2}{1+k\lambda} \left[Mk \frac{1+\lambda}{1-\lambda} + \frac{1}{1+\lambda} \right] \right) \quad (3.23)$$

La figure 3.41 montre un ajustement de cette fonction sur les valeurs de F mesurées à 450 nm. Les paramètres de régression k et λ valent respectivement $2,3 \cdot 10^{-4}$ et 0,12. La figure 3.41 montre également les valeurs de F mesurées sur la matrice A1604 ainsi que la valeur de k obtenue par ajustement de la formule de MacIntyre 1.15. Comme cette matrice possède une région de conversion large, on n'observe quasiment pas de fluctuations additionnelles.

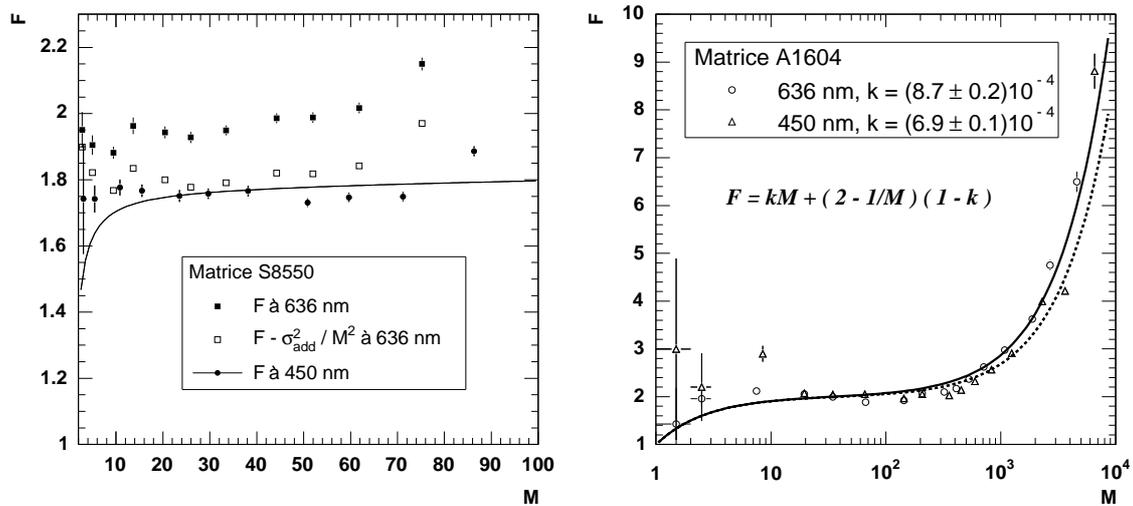


FIG. 3.41 – Facteur de bruit de multiplication en fonction du gain pour une matrice S8550 (à gauche) et A1604 (à droite), à 450 et 636 nm.

3.13 Résolution en énergie

La figure 3.42 présente les résolutions en énergie attendues pour les matrices S8550 et A1604 couplées à des cristaux de LSO et de LuAP de 2 mm x 2 mm x 8 mm, avec un temps de mise en forme de 1 μ s. Ces résolutions sont calculées à partir de la relation :

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F}{N} + \left(\frac{ENC}{NM}\right)^2} \quad (3.24)$$

en considérant que la quantité de lumière produite par les scintillateurs suit une distribution statistique poissonnienne. La figure présente aussi les contributions à la résolution en énergie $\sqrt{F/N}$, $ENC/(NM)$ et $ENC_{amp}/(NM)$. $\sqrt{F/N}$ représente les fluctuations liées à la statistique de détection des photons et à la variance de multiplication. La charge équivalente de bruit ENC est mesurée en injectant des impulsions carrées d'amplitudes connues dans la capacité de test du préamplificateur. Celle-ci est mesurée pour différentes tensions appliquées sur l'APD. La charge équivalente de bruit générée par l'électronique de lecture ENC_{amp} est mesurée en remplaçant l'APD par un condensateur de même capacité. Le nombre de paires primaires créées N peut être estimé d'après la formule suivante :

$$N = LY \cdot E_\gamma \cdot \alpha_{disposition} \cdot \alpha_{paroi} \cdot \alpha_{couplage} \cdot \alpha_{aire} \cdot \eta \quad (3.25)$$

où LY est la quantité de lumière produite par le scintillateur, soit 27000 γ/MeV pour le LSO et 11400 γ/MeV pour le LuAP et E_γ est l'énergie des γ qui interagissent dans le scintillateur. $\alpha_{disposition}$ est un coefficient qui tient compte de la géométrie du cristal et de sa disposition sur la surface du photodétecteur. Par exemple, pour des cristaux de LuAP de 2 mm x 2 mm x 10 mm, le rapport entre la quantité de lumière collectée en position verticale et celle collectée en position horizontale est égale à 0,5 [18]. C'est cette valeur que nous prenons pour l'estimation de N . α_{paroi} est un coefficient qui tient compte du matériau employé pour emballer les cristaux. Pour des cristaux de LSO, la quantité de lumière collectée avec un emballage de Tyvek est 0,6 fois plus basse qu'avec un emballage de Teflon [67]. Nous considérons que ce rapport vaut également 0,6 pour du LuAP. $\alpha_{couplage}$ représente l'efficacité du couplage optique que nous considérons égale à 0,8. α_{aire} est égal à la fraction de la surface du cristal couverte par la partie sensible du pixel de détection. Ce coefficient vaut $1,6^2/2^2$ dans le cas de la matrice S8550 et 1 dans le cas de la matrice A1604. Les efficacités quantiques η des APD S8550 et A1604 aux longueurs d'ondes d'émission du LuAP et du LSO sont données dans le tableau 3.3. Le tableau 3.9 donne l'estimation du nombre de paires primaires créées avec les matrices S8550 et A1604 couplées à des cristaux de LSO et de LuAP exposés à des γ de 511 keV.

	LSO	LuAP
Matrice S8550	1611	518
Matrice A1604	1458	392

TAB. 3.9 – Estimation du nombre de paires primaires créées avec les matrices S8550 et A1604 couplées à des cristaux de LSO et de LuAP exposés à des γ de 511 keV.

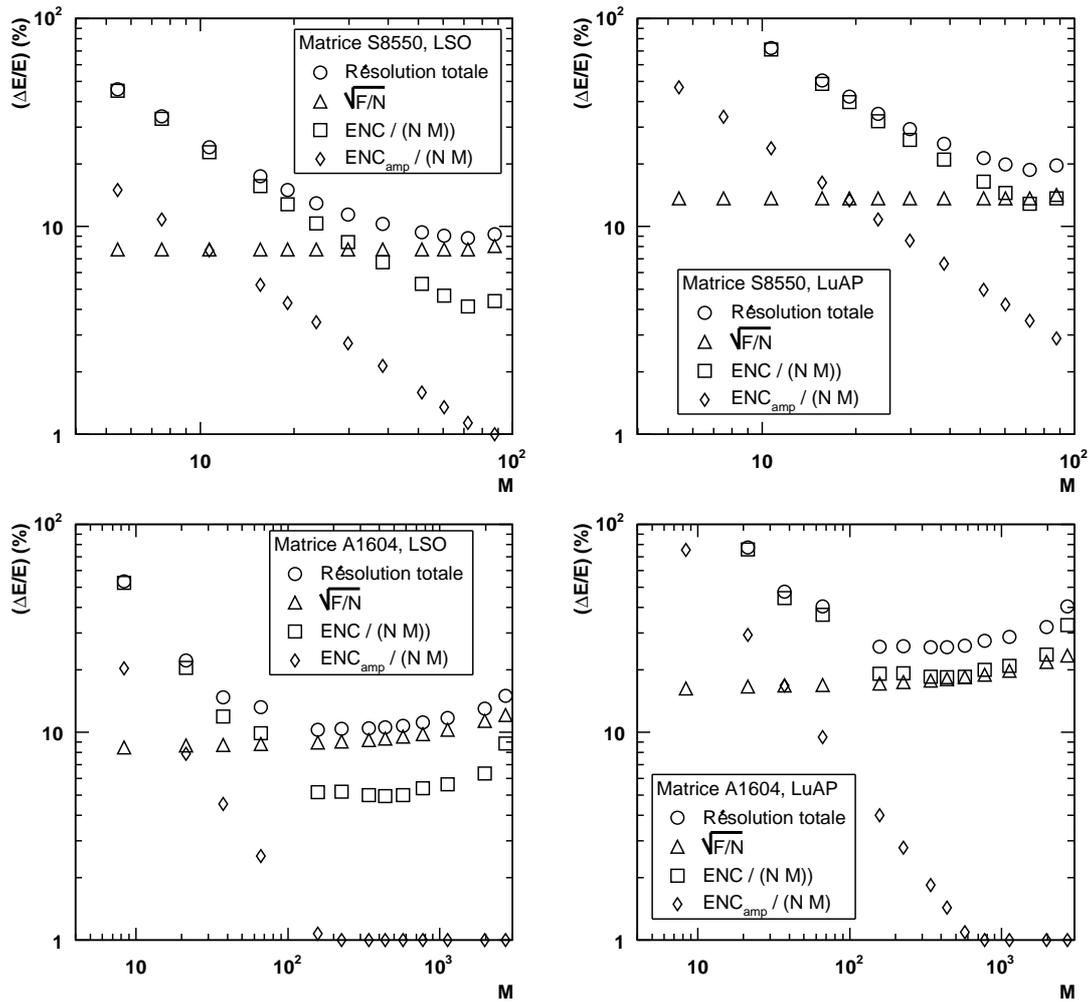


FIG. 3.42 – Estimation de la résolution en énergie pour les matrices S8550 et A1604 couplées à des cristaux de LSO et de LuAP exposés à des γ de 511 keV.

Il apparaît que la matrice S8550 offre une résolution en énergie légèrement supérieure à celle de la matrice A1604. Comme le temps de mise en forme τ utilisé ici est élevé, la charge équivalente de bruit est largement dominée par la contribution de l'APD ENC_{APD} . En réduisant τ , la charge équivalente de bruit pourrait certainement être diminuée. Cependant, même en réduisant le bruit électronique à un niveau négligeable devant la contribution $\sqrt{F/N}$, la matrice S8550 présenterait encore une meilleure résolution en énergie que la matrice A1604, et ceci grâce à sa meilleure efficacité quantique et à son facteur de bruit de multiplication plus bas.

Il faut noter que les éléments de détection des matrices S8550 et A1604 n'ont pas le même pas. Celui de la matrice S8550 est de 2,3 mm tandis que celui de la matrice A1604 est de 2,48 mm. Si le pas de la matrice A1604 était égal à celui de la matrice S8550, ses éléments de détection auraient une surface sensible réduite à 1,8 mm x 1,8 mm et leur résolution en énergie serait alors dégradée.

3.14 Exposition directe aux rayons X

La figure 3.44 montre les spectres obtenus en exposant une matrice S8550 et A1604 à des rayons X de 5,9, 21,7 ou 31,4 keV. La distribution des impulsions de test utilisées pour calibrer la chaîne de spectrométrie est également présentée sur les spectres. La présence du plateau devant le pic photoélectrique est due à l'absorption de rayons X dans la région de multiplication. Par exemple, dans le cas de la matrice S8550 exposée à des rayons X de 5,9 keV, il y a 1,25 fois plus de rayons X absorbés dans la région de multiplication que de rayons X absorbés dans la région de conversion. Appelons M_x le gain mesuré à partir de la position du pic Q_{pic} . Une calibration de la chaîne de spectrométrie permet d'exprimer Q_{pic} en unité de charge élémentaire. M_x s'écrit alors :

$$M_x = \frac{Q_{pic}}{E_\gamma} \cdot E_i \quad (3.26)$$

où E_γ est l'énergie des rayons X incidents et E_i est l'énergie d'ionisation moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le silicium, soit 3,62 eV. La figure 3.43 montre le rapport M_x/M en fonction de M mesuré sur une APD S8550 et A1604. La diminution de M_x/M avec l'augmentation du gain s'explique probablement par le fait que la charge d'espace créée lors d'une avalanche engendre une diminution locale du champ électrique dans la région de multiplication. La charge d'espace est d'autant plus grosse que le nombre de paires primaires créées est élevé, ce qui explique que le gain M_x soit plus faible lorsque l'on utilise des rayons X de haute énergie plutôt que des rayons X de basse énergie. L'incertitude liée à la position des pics est représentée par les barres d'erreurs. En plus de cette incertitude se rajoute une incertitude systématique de l'ordre de 10% liée à l'incertitude sur la valeur de la capacité utilisée pour la calibration de la chaîne de spectrométrie.

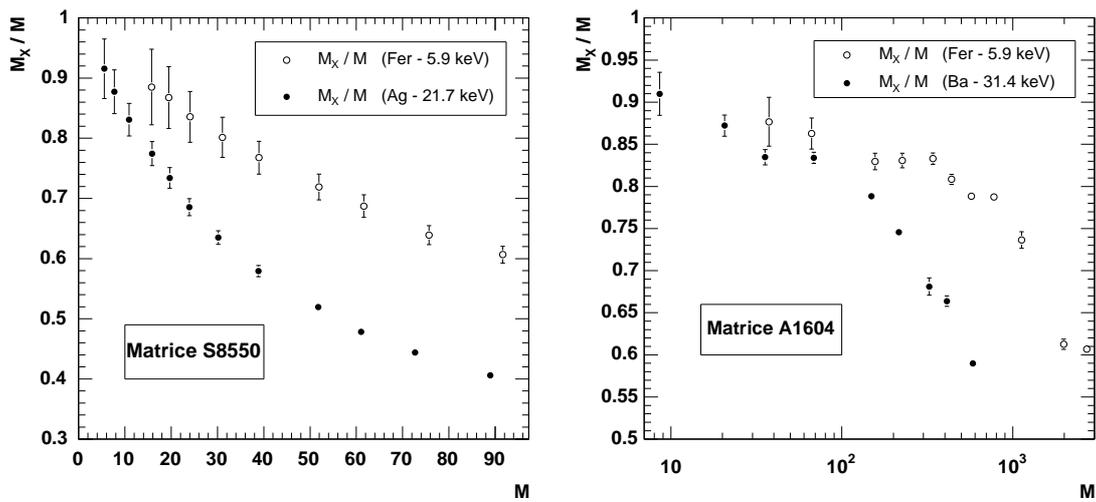


FIG. 3.43 – Rapport entre le gain mesuré avec des rayons X et le gain mesuré en illumination continue.

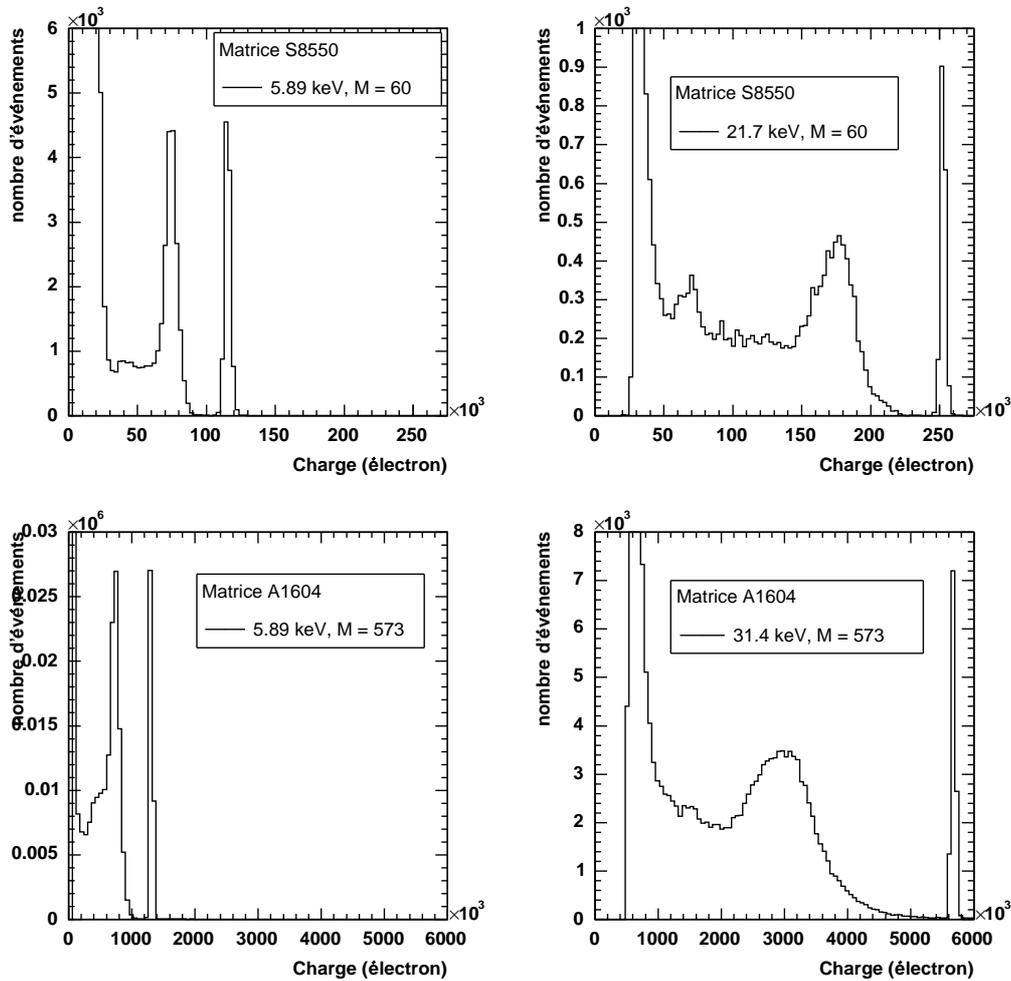


FIG. 3.44 – Spectres en énergie mesurés à température ambiante avec une APD S8550 et A1604 exposées à des rayons X de 5,9, 21,7 et 31,4 keV.

3.15 Discussion

En comparaison avec les matrices A1604, les matrices S8550 présentent une meilleure uniformité du gain et de l'efficacité quantique. Par ailleurs, leur coefficient de variation en température du gain est plus bas, ce qui réduit la précision requise pour la régulation de leur température. Finalement, pour un couplage avec du LSO et du LuAP, les matrices S8550 offrent une meilleure résolution en énergie due essentiellement à leur meilleure efficacité quantique. Ainsi, en vue d'une application TEP, les matrices S8550 présentent de meilleures performances.

Les mesures d'efficacité quantique sur le prototype B montrent qu'il est possible de produire des APD de type "diffusion profonde" ayant une efficacité quantique aussi bonne que celle des APD S8550, en utilisant un revêtement anti-réfléchissant déposé par rotation. Cependant, ces mesures font aussi apparaître une grande dispersion de l'efficacité quantique entre les pixels, due probablement à une mauvaise uniformité de l'épaisseur du revêtement sur la surface de la matrice.

Chapitre 4

Etude d'un module de détection utilisant une matrice APD S8550

Le principal défaut du scanner ClearPET actuel est certainement la perte de sensibilité due à l'espace mort entre les matrices de cristaux le long de l'axe du scanner, lié à l'encombrement des tubes photomultiplicateurs multi-anodes (MaPMT). Le remplacement des MaPMT par des matrices APD permettrait d'obtenir un assemblage beaucoup plus compact des matrices de cristaux, tout en conservant un couplage direct entre les cristaux et les photodétecteurs, nécessaire à la lecture de matrices phoswich. De plus, comme les APD sont capables de fonctionner en présence de champs magnétiques pouvant aller jusqu'à 9 T [26], un tel remplacement rendrait possible le couplage d'un scanner IRM au scanner TEP. Ce chapitre présente une étude prospective concernant la réalisation d'un module de détection utilisant des matrices APD S8550. Après une description du montage et des performances de l'électronique de lecture des APD, ce chapitre présente les résultats obtenus avec des scintillateurs LSO et LuAP disposés en couche unique sur des matrices APD, puis ceux obtenus avec des assemblages isodomes LSO/LSO et LSO/LuAP.

4.1 Montage expérimental

L'alimentation haute tension des APD est assurée par un assemblage de batteries de 15 V et de 1,5 V permettant de varier la tension entre 320 V et 400 V par des pas de 1,5 V. La figure 4.1 montre le schéma simplifié du circuit électronique utilisé pour la lecture des matrices S8550. Les anodes sont lues individuellement, sans couplage capacitif, par un préamplificateur de charge CR-101D (CREMAT, Watertown, Massachusetts), suivi par un amplificateur opérationnel rapide (OP) AD8021 (Analog Devices, Norwood, Massachusetts). L'amplificateur opérationnel de transconductance (AOT) CA3080 (Intersil, Milpitas, Californie) assure une stabilisation de la ligne de base. La sortie du circuit de préamplification est envoyée par des lignes différentielles vers le circuit de mise en forme qui comprend, un différenciateur avec annulation de pôle-zéro (P/Z), suivi d'un filtre passe bas Butterworth. Ce circuit est muni d'un dispositif de restauration de la ligne de base utilisant un amplificateur opérationnel de transconductance (AOT) CA3080. La sortie rapide peut être utilisée pour réaliser un marquage temporel précis des événements ou encore pour réaliser une discrimination sur la forme des impulsions. La sortie analogique mise en forme est envoyée vers un convertisseur analogique digital AD811 (EG&G ORTEC, Oak Ridge, Tennessee). Le gain de l'amplification peut être varié par pas

de 3 dB sur une plage de 45 dB et le *peaking time* peut être modulé entre 250 ns et 1,5 μ s. Le circuit de mise en forme peut produire une impulsion de synchronisation, soit sur le flanc de montée (*leading edge*), soit au passage à zéro du signal (*zero-crossing*).

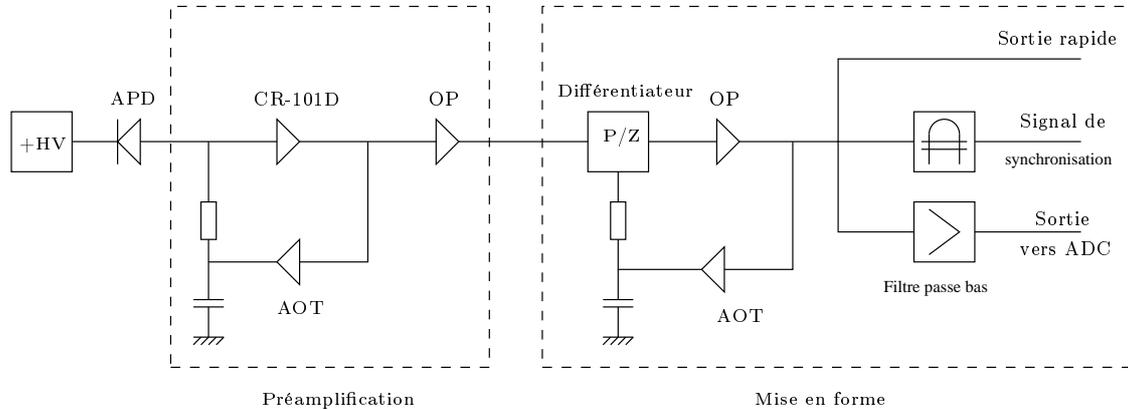


FIG. 4.1 – Schéma simplifié du circuit électronique de lecture d'une APD.

La figure 4.2 montre une photographie des deux chaînes électroniques permettant de lire les 64 canaux d'une paire de matrices APD. Le boîtier métallique situé sur la table, à droite, contient deux matrices se faisant face. Derrière chacune d'elles, huit cartes électroniques comprenant chacune 4 canaux de préamplification sont montées sur un support octogonal. Un flux d'air dirigé en direction des matrices depuis l'intérieur des structures octogonales permet d'évacuer la chaleur produite par les préamplificateurs. Sur la table, à gauche, se trouvent les circuits de mise en forme disposés en étoile autour d'une carte mère centrale. Celle-ci reçoit les 32 lignes de synchronisation et sort un OU logique destiné à déclencher la lecture des signaux analogiques par les AD811. Pour chaque déclenchement, les valeurs ADC des 32 canaux sont sauvegardées par le système d'acquisition de données. D'après les spécifications des AD811, l'impulsion de déclenchement doit arriver au moins 80 ns avant le sommet de l'impulsion analogique. Pour cela, les impulsions analogiques sont retardées d'environ 200 ns au moyen d'un câble retard de 60 m de long avant d'être transmises aux récepteurs de lignes différentielles et d'être lues par les AD811. L'acquisition des données se fait avec un système CAMAC muni d'un contrôleur CC32 (WIENER, Burscheid, Allemagne). Le système CAMAC est relié à un PC fonctionnant sous linux, par l'intermédiaire d'une carte interface PCI.

Le matériau sur lequel repose la matrice APD doit être à la fois un isolant électrique pour que les broches de la matrice ne soient pas court-circuitées et un bon conducteur de chaleur pour permettre la régulation de la température des APD. Pour ces raisons, nous utilisons une plaquette en céramique comme support de matrice. Celle-ci a été percée de trous au moyen d'un laser Nd-YAG pour permettre le passage des broches de la matrice. Elle est fixée sur un socle en cuivre dont la température est régulée au moyen d'une circulation d'eau, comme le montre la figure 4.3. Une sonde de température Pt100 disposée sur le socle en cuivre permet de contrôler sa température. Des mesures de test montrent que l'écart entre la température de la plaquette en céramique et celle du socle en cuivre est négligeable. Les deux socles sont branchés en série au moyen de tuyaux souples à un circulateur d'eau (Fisher Bioblock scientific) assurant un refroidissement jusqu'à 5 °C et un chauffage jusqu'à plus de 50 °C. Ce système de régulation en température présente l'avantage de ne pas générer de bruit électronique.

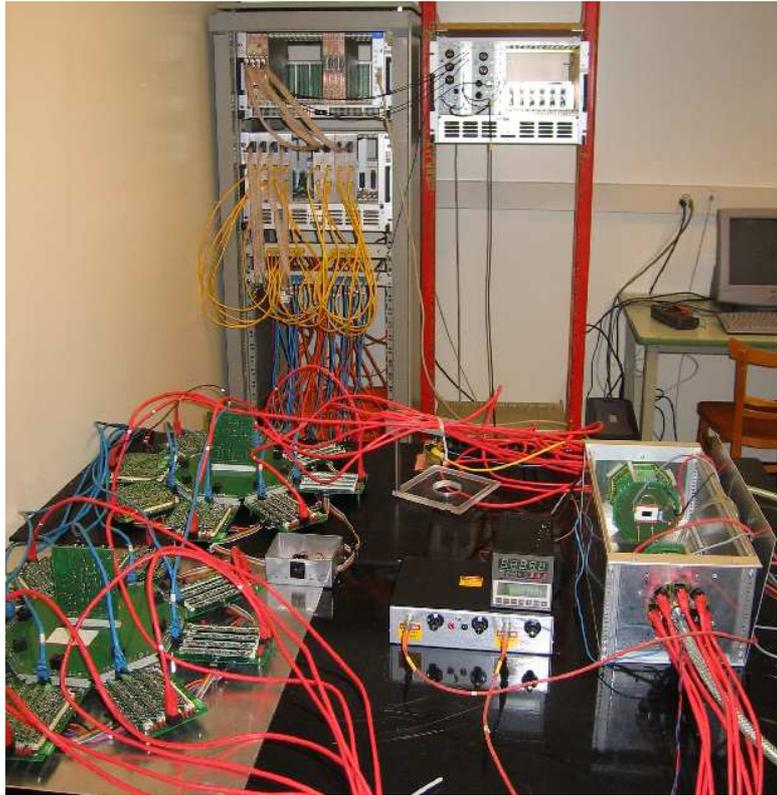


FIG. 4.2 – Vue générale du montage expérimental. Sur la table, de la droite vers la gauche se trouvent : le boîtier métallique contenant les matrices APD et les circuits de préamplification, le module d'alimentation haute tension, les circuits de mise en forme du signal. Dans le rack de gauche se trouvent les câbles retards (au sol), les récepteurs de lignes différentielles alimentés par un châssis NIM, ainsi que les AD811 commandés par un contrôleur CAMAC (en haut).

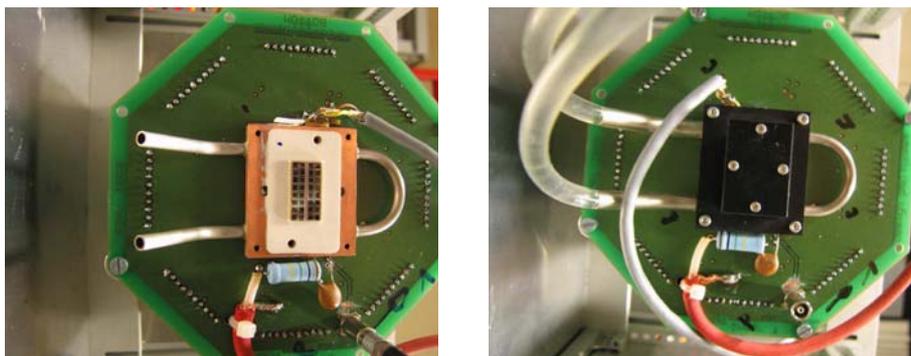


FIG. 4.3 – Vue de dessus d'une matrice S8550 nue placée sur son support de régulation en température (à gauche), puis recouverte d'un capot en POM (à droite). Derrière le support de régulation en température se trouve le circuit imprimé qui relie les anodes des APD aux préamplificateurs. Des impulsions de test peuvent être injectées sur l'ensemble des canaux via le connecteur LEMO.

Les cristaux que nous couplons aux APD mesurent 2 mm x 2 mm x 8 mm. Ils sont contenus dans des matrices de Tyvek semblables à celles utilisées dans les modules de détection du démonstrateur ClearPET. Ces matrices de Tyvek renferment 4 x 8 alvéoles et mesurent 8 mm de haut. Les cristaux sont disposés suivant un pas régulier de 2,3 mm qui correspond, dans la longueur de la matrice, au pas des pixels. En revanche, dans la largeur de la matrice, le pas des pixels n'est pas constant. Les deux rangées centrales de pixels sont espacées de 1 mm tandis que les autres sont espacées de 0,7 mm. Ainsi, comme l'indique la figure 4.4, l'ensemble des cristaux sont légèrement décentrés par rapport aux pixels, de 0,15 mm. Les cristaux sont couplés aux APD avec une graisse optique Q2-3067 (Dow Corning, Midland, Michigan) ayant un indice de réfraction égal à 1,46. Une pièce de Tyvek est placée sur le haut des cristaux pour améliorer la collecte de lumière. Comme le montre la figure 4.3, la matrice APD et les cristaux sont recouverts avec un capot en POM assurant l'étanchéité lumineuse, ainsi que le positionnement des cristaux sur la matrice APD.

Les matrices sont enfichées sur un support soudé à un circuit imprimé à quatre couches. Celui-ci relie les anodes aux préamplificateurs et amène la haute tension sur les cathodes de la matrice. Il permet également de réaliser une calibration de chaque canal. Pour cela, des impulsions de test externes peuvent être distribuées, après atténuation de 42 dB, sur des capacités d'environ 1,2 pF placées à l'entrée des préamplificateurs.

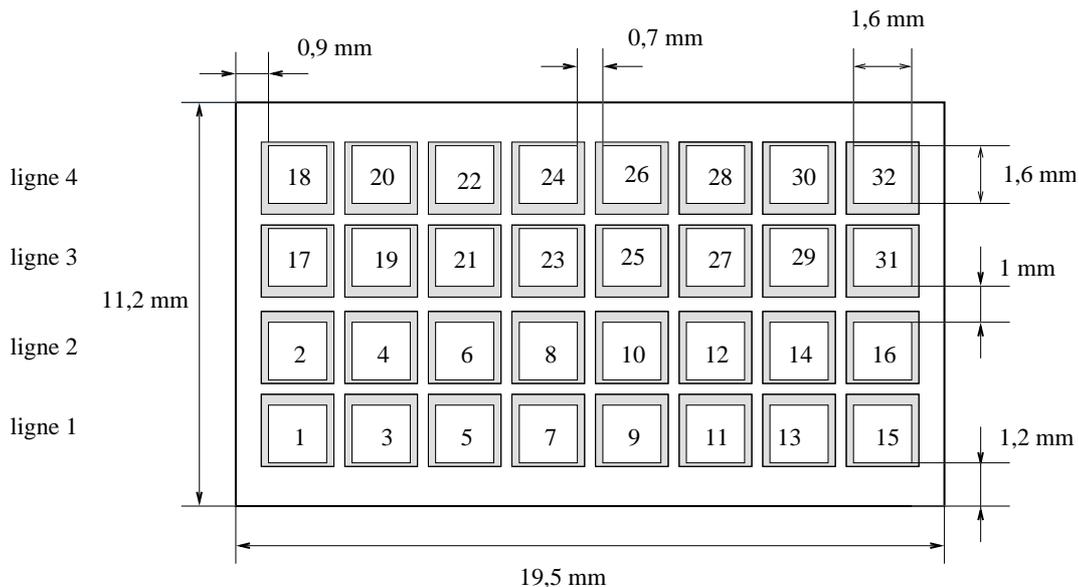


FIG. 4.4 – Schéma de la matrice APD S8550 vue de dessus avec numérotation des pixels. Le débordement des cristaux autour des pixels est représenté en gris.

4.2 Bruit électronique

Il est courant d'exprimer le bruit électronique comme la charge équivalente de bruit ENC/M rapportée à la région de conversion de l'APD. La valeur ENC/M correspond à la charge qui devrait être créée dans la région de conversion de l'APD pour produire une impulsion d'amplitude égale à la moyenne quadratique du bruit. La valeur ENC s'exprime comme :

$$ENC^2 = ENC_{APD}^2 + ENC_{ampl}^2 \quad (4.1)$$

où ENC_{APD} est la contribution du courant d'obscurité de l'APD et ENC_{ampl} est la contribution de l'électronique de lecture. A 30 ° C et pour un "peaking time" τ de 250 ns, la charge équivalente de bruit ENC est mesurée à différentes tensions pour l'ensemble des APD d'une matrice. La contribution de l'électronique de lecture ENC_{ampl} est mesurée sur un canal en remplaçant l'APD par un condensateur de même capacité et la contribution ENC_{APD} est calculée d'après la relation 4.1.

La figure 4.5 montre la charge équivalente de bruit moyenne rapportée à la région de conversion de l'APD ainsi que ses composantes, en fonction du gain de l'APD. On constate que pour des gains correspondant aux valeurs ENC minimales, les contributions du courant d'obscurité et de l'électronique de lecture sont à peu près égales. Le "peaking time" optimal est donc proche de 250 ns. Les mesures présentées dans le chapitre précédent montrent que les courants noirs de volume et de surface i_{dv} et i_{ds} sont environ deux fois plus élevés sur les pixels des rangées internes que sur les pixels des rangées externes. Or, ENC_{APD} est proportionnelle à $\sqrt{F i_{dv} M^2 + i_{ds}}$, où F est le facteur de bruit de multiplication et M est le gain de l'APD. Le rapport de 1.5, environ égal à $\sqrt{2}$, entre les valeurs ENC_{APD} mesurées sur les canaux des lignes internes et externes est donc en accord avec les mesures du courant d'obscurité.

La figure 4.6 présente les valeurs ENC/M mesurées à une température de 30 ° C et à une tension de 376 V, en fonction de τ . L'écart entre le bruit électronique des rangées internes et externes diminue lorsque τ diminue. En effet, plus τ est réduit, plus la contribution du courant d'obscurité des APD au bruit électronique diminue, au profit du bruit généré par la chaîne de lecture. C'est pour le temps de mise en forme minimum de notre chaîne de lecture que le bruit électronique est minimisé. Les mesures présentées dans la suite du chapitre sont donc réalisées avec un "peaking time" de 250 ns.

La figure 4.7 montre les valeurs ENC/M mesurées en fonction de la température, pour une tension de 366 V et un *peaking time* de 250 ns. A mesure que l'on diminue la température, le courant d'obscurité de l'APD diminue et sa contribution au bruit électronique devient négligeable. Ainsi, à basse température, les valeurs ENC des pixels des lignes internes et externes se rejoignent et tendent vers ENC_{ampl} .

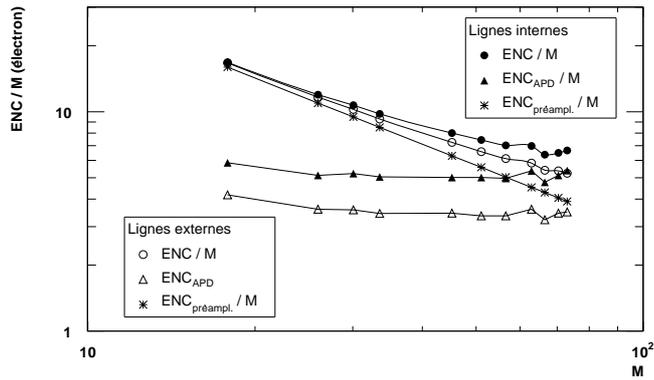


FIG. 4.5 – Valeurs moyennes de la charge équivalente de bruit et de ses composantes représentées en fonction du gain moyen des APD, pour les pixels des rangées internes et externes. Le *peaking time* est fixé à 250 ns et la température est réglée à 30 °C.

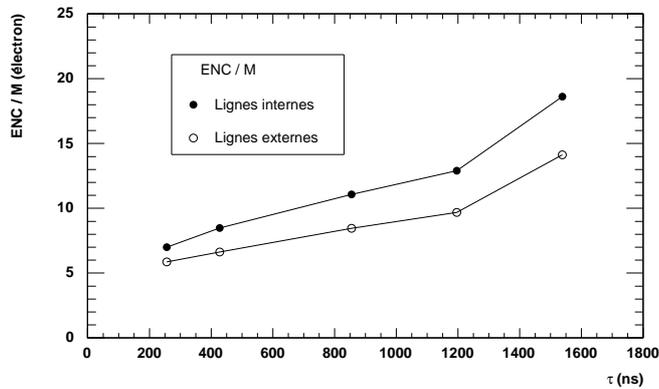


FIG. 4.6 – Valeurs moyennes de la charge équivalente de bruit représentées en fonction du *peaking time*, pour les pixels des rangées internes et externes. La tension est fixée à 376 V et la température est réglée à 30 °C.

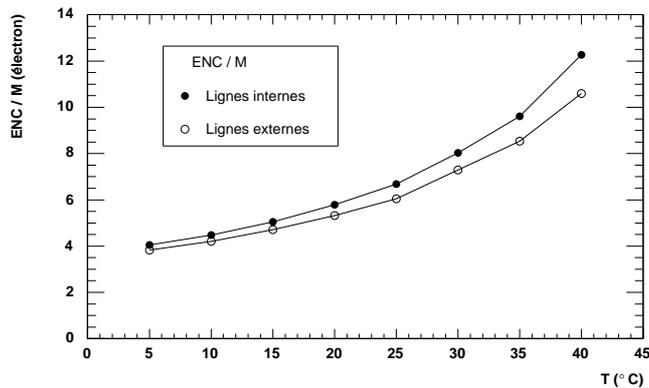


FIG. 4.7 – Valeurs moyennes de la charge équivalente de bruit représentées en fonction de la température, pour les pixels des rangées internes et externes. La tension est fixée à 366 V et le *peaking time* à 250 ns.

4.3 Assemblage simple couche

4.3.1 Résolution en énergie

Dans le cas d'un module à simple couche, le pixel d'interaction est défini comme étant celui qui génère la plus grande charge de sortie, Q . La charge de sortie d'une APD est calculée en multipliant la valeur ADC du canal correspondant par le facteur de calibration de ce canal, après soustraction du piédestal. Les figures 4.8 et 4.9 montrent des spectres d'énergie typiques mesurés avec des scintillateurs LSO et LuAP.

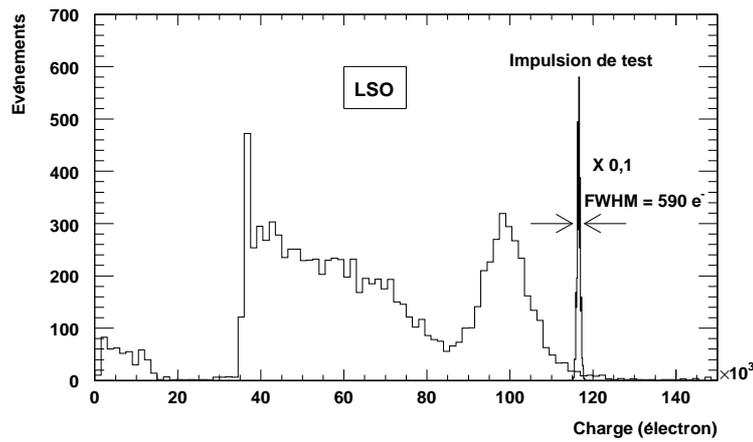


FIG. 4.8 – Spectre d'énergie du ^{137}Cs mesuré avec un cristal de LSO couplé au pixel n°13 de la matrice S8550 n°13. La tension appliquée sur l'APD est fixée à 378 V et sa température est réglée à 30 ° C. Dans ces conditions, son gain est de 58.

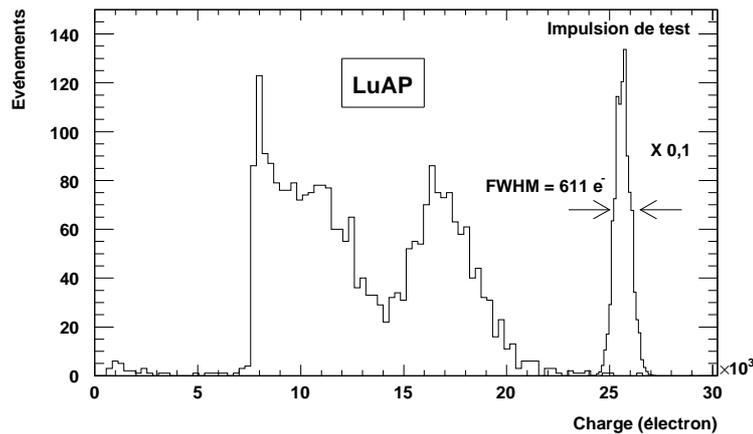


FIG. 4.9 – Spectre d'énergie du ^{137}Cs mesuré avec un cristal de LuAP couplé au pixel n°16 de la matrice S8550 n°18. La tension appliquée sur l'APD est fixée à 378 V et sa température est réglée à 30 ° C. Dans ces conditions, son gain est de 64.

Les figures 4.10 et 4.11 montrent les résolutions en énergie FWHM moyennes mesurées sur les pixels d'une matrice S8550 couplée à des cristaux de LSO et de LuAP, ainsi que les différentes contributions à la résolution en énergie, en fonction de la multiplication, pour une température de la matrice APD réglée à 30 ° C. Les cristaux sont irradiés par une source de ^{137}Cs .

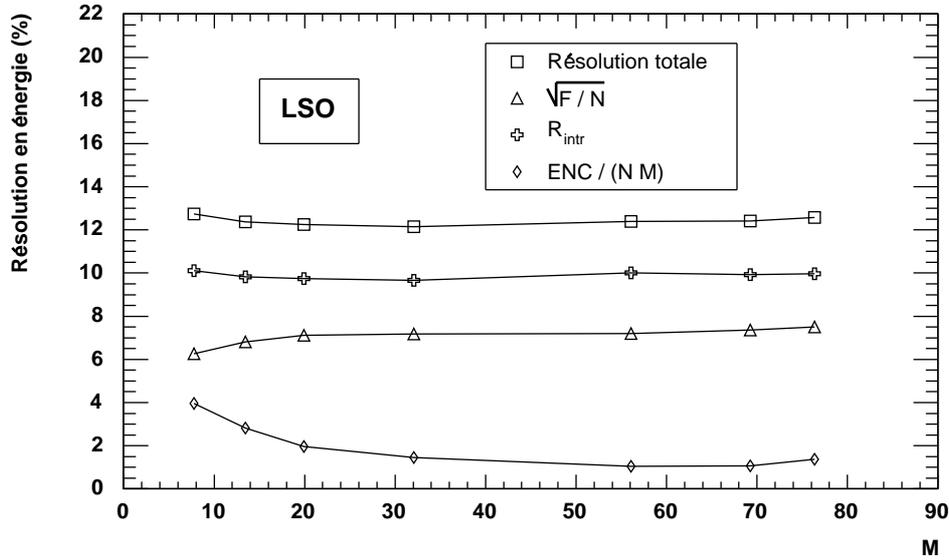


FIG. 4.10 – Résolution en énergie moyenne mesurée sur la matrice S8550 n°13 couplée à des cristaux de LSO.

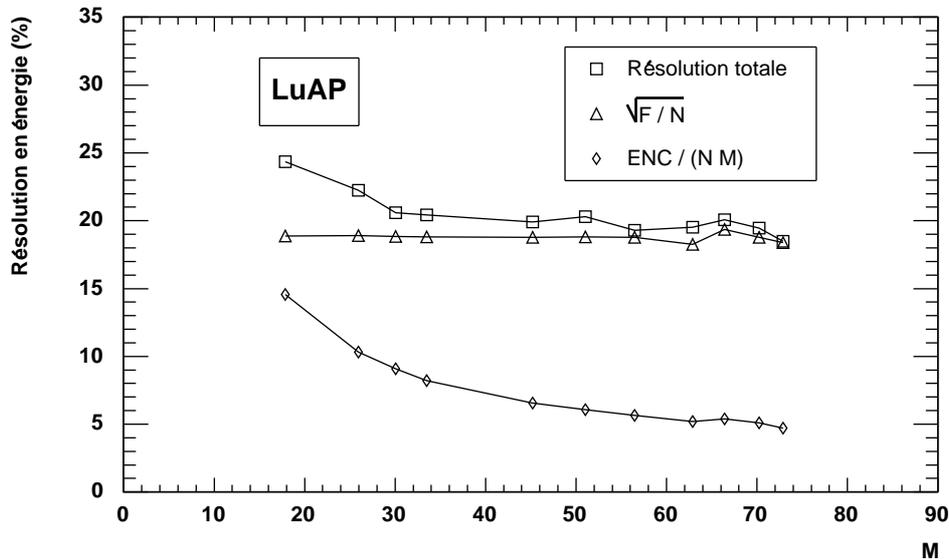


FIG. 4.11 – Résolution en énergie moyenne mesurée sur la matrice S8550 n°18 couplée à des cristaux de LuAP.

La résolution en énergie R s'écrit :

$$R = \sqrt{2,35^2 \left(\frac{F}{N} + \left(\frac{ENC}{NM} \right)^2 \right) + R_{intr}^2} \quad (4.2)$$

La contribution $\sqrt{F/N}$ liée à la statistique de détection des γ et à la variance de multiplication est calculée en prenant pour F une valeur égale à 1,75 dont la mesure est présentée dans le chapitre précédent. Le nombre de paires primaires N créées dans la région de conversion d'une APD est calculé en divisant sa charge de sortie Q par son gain mesuré en illumination continue. La résolution intrinsèque R_{intr} représente les contributions liées d'une part aux inhomogénéités du cristal qui engendrent des variations locales de la production de lumière, et d'autre part, à la non uniformité de la collecte de lumière suivant son lieu de production dans le cristal. La résolution intrinsèque est calculée à partir de la relation 4.2.

Dans le cas du LuAP, l'incertitude sur la résolution en énergie liée à l'estimation de la position et de la largeur du pic photoélectrique, ainsi que l'incertitude sur la valeur de la capacité d'injection, ne permettent pas de déterminer la résolution intrinsèque. Sur la base de considérations géométriques, la valeur de la capacité d'injection était estimée à 0,8 pF. Cependant, on constate que pour cette valeur, la contribution statistique $\sqrt{F/N}$ dépasse la résolution en énergie totale mesurée. La valeur de la capacité d'injection fut donc sous-estimée. C'est seulement pour une valeur de 1,2 pF que la contribution $\sqrt{F/N}$ devient inférieure à la résolution totale. Ainsi, nous considérons que les capacités d'injection valent au moins 1,2 pF.

Les tableaux 4.1 et 4.2 présentent des informations statistiques concernant l'uniformité des réponses mesurées sur les 32 pixels des matrices couplées à du LSO et à du LuAP. La dispersion (dév. st./moyenne) sur la charge de sortie des 32 APD s'élève à 8,5% pour le LSO et à 17% pour le LuAP. La contribution du bruit électronique à la résolution en énergie est négligeable. Avec le LSO, la résolution en énergie est dominée par la résolution intrinsèque dont la valeur mesurée s'élève à (10,0±0,9)%. Cette valeur est en accord avec la valeur mesurée par Moszynski *et al.* [117], égale à (10,2±0,5)%. Dans le cas d'un couplage avec du LSO, le nombre de paires primaires N créées lors d'un événement photoélectrique correspond assez bien à l'estimation réalisée dans le chapitre précédent qui prévoit la création de 2087 paires primaires, dans le cas d'une irradiation avec du ^{137}Cs .

La quantité de lumière produite (LY) par les cristaux de LuAP qui est considérée dans l'estimation précédente est de 11400 photons/MeV. Cette valeur correspond au LY mesuré sur des cristaux de LuAP produits par PML (Photonic Materials Ltd, Glasgow, Ecosse) [18]. Or, les cristaux de LuAP utilisés dans cette étude ont été produits par A. Petrosyan (Institut de recherche en physique, Erevan, Arménie). Leur caractérisation au CERN a fait apparaître une forte dispersion de leur LY. Celui-ci est compris entre 5500 et 10500 photons/MeV et sa valeur moyenne d'environ 7500 photons/MeV est similaire au LY mesuré en 2002 par Kuntner *et al.* [20] sur un cristal de LuAP également fourni par A. Petrosyan et égal à 6830 photons/MeV. Par ailleurs, le rapport entre le LY en position verticale et horizontale qui est considéré dans l'estimation précédente est égal à 0,5. Cette valeur est celle mesurée sur des cristaux produits par PML [18]. En revanche, sur les cristaux produits par A. Petrosyan, ce rapport est égal à 0,3 [20]. En considérant une valeur de LY de 7500 photons/MeV et un rapport entre le LY en position verticale et horizontale égale à 0,3, la relation 3.25 prévoit la création de 265 paires primaires lors d'une interaction photoélectrique, pour une irradiation du LuAP avec du ^{137}Cs . Cette estimation est en bon accord avec la valeur mesurée dans ce travail.

	Moyenne	Ecart-type	Minimum	Maximum
R (%)	12,4	0,8	11	15,4
$\sqrt{F/N}$ (%)	7,2	0,4	6,3	7,9
$ENC/(NM)$ (%)	1,1	0,1	0,8	1,3
R_{intr} (%)	10,0	0,9	8,9	11,1
Q (électron)	$1,0 \cdot 10^5$	$8,5 \cdot 10^3$	$8,6 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$
N	1877	203	1500	2350

TAB. 4.1 – Informations statistiques concernant l'uniformité des réponses mesurées sur les 32 pixels de la matrice S8550 n°13 couplée à des cristaux de LSO. La tension appliquée sur les APD est fixée à 378 V et leur température est régulée à 30 ° C. Dans ces conditions, leur gain est de 56.

	Moyenne	Ecart-type	Minimum	Maximum
R (%)	19,5	2,4	15,5	25,5
$\sqrt{F/N}$ (%)	18,2	1,7	15	21,5
$ENC/(NM)$ (%)	5,2	0,9	3,5	6,5
Q (électron)	$1,8 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$
N	266	50	190	380

TAB. 4.2 – Informations statistiques concernant l'uniformité des réponses mesurées sur les 32 pixels de la matrice S8550 n°18 couplée à des cristaux de LuAP. La tension appliquée sur les APD est fixée à 376 V et leur température est régulée à 30 ° C. Dans ces conditions, leur gain est de 64.

4.3.2 Améliorations possibles de la collecte de lumière

Afin que le couplage optique soit optimal, il faut que l'indice de réfraction de la graisse optique, ou celui du matériau utilisé pour le couplage, soit égal à la moyenne géométrique de l'indice de réfraction du cristal et de la fenêtre d'entrée du photodétecteur. Les APD S8550 ont une fenêtre d'entrée en époxy dont l'indice de réfraction vaut 1,55. Avec des cristaux de LSO et de LuAP qui possèdent respectivement des indices de réfraction de 1,85 et 1,94, l'indice de réfraction optimal de la graisse optique vaut respectivement 1,69 et 1,73. La graisse optique utilisée dans cette étude possède un indice de réfraction de 1,46 qui est relativement éloigné des valeurs optimales, en particulier pour un couplage avec du LuAP. L'optimisation du couplage optique pourrait permettre une amélioration substantielle de la collecte de lumière.

La surface sensible des APD, égale à $1,6 \times 1,6 \text{ mm}^2$, ne recouvre pas entièrement la surface des cristaux, égale à $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Ainsi, seul 64% de la lumière pénétrant dans la fenêtre d'entrée de la matrice est absorbée dans une région sensible de la matrice APD, tandis que 36% de lumière restante est absorbée dans des zones mortes. L'utilisation d'un masque réfléchissant recouvrant les surfaces mortes de la matrice permettrait d'augmenter significativement la collecte de cette lumière. Pilcher *et al.* [118] ont suivi cette approche en utilisant un réflecteur spéculaire produit par 3M, découpé au laser.

4.3.3 Diaphonie

Dans cette section, nous définissons la diaphonie entre un canal d'interaction et un autre canal comme le rapport entre la charge collectée sur ce canal et celle collectée sur le canal d'interaction. On observe une diaphonie uniquement entre les pixels ayant un bord ou un coin adjacent, ce qui indique que la diaphonie est de nature optique. Celle-ci est due, d'une part, à la transmission de lumière à travers les parois de Tyvek qui séparent les cristaux, et d'autre part, à la dispersion de lumière dans la graisse optique et dans la couche d'époxy qui recouvre la matrice d'APD. La figure 4.12 montre la diaphonie entre les pixels ayant un bord adjacent. Comme l'illustre la figure 4.4, la distance entre les cristaux des lignes 1 et 4 et les APD des lignes 2 et 3 (0,35 mm) est inférieure à la distance séparant les cristaux des lignes 2 et 3 des APD des lignes 1 et 4 (0,65 mm). Ainsi, la diaphonie entre les lignes 1 et 2 ou 3 et 4 est plus élevée lorsque le pixel d'interaction se trouve sur une ligne externe plutôt que sur une ligne interne. Les valeurs de diaphonie mesurées sur la matrice S8550 n°13 couplée à des cristaux de LSO sont identiques à celles mesurées sur la matrice S8550 n°18 couplée à des cristaux de LuAP. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 4.3. Pour comparaison, la diaphonie mesurée par Pilcher *et al.* [118] sur une matrice S8550 couplée avec une feuille de silicone de 0,5 mm d'épaisseur à des cristaux de LSO séparés les uns des autres par des parois de PTFE, est égale à 14%, entre des pixels ayant un bord adjacent. La diaphonie entre pixels adjacents d'une même ligne est particulièrement importante car elle affecte l'efficacité de l'identification de la profondeur d'interaction dans le cas d'un assemblage isodome tel que présenté par la suite.

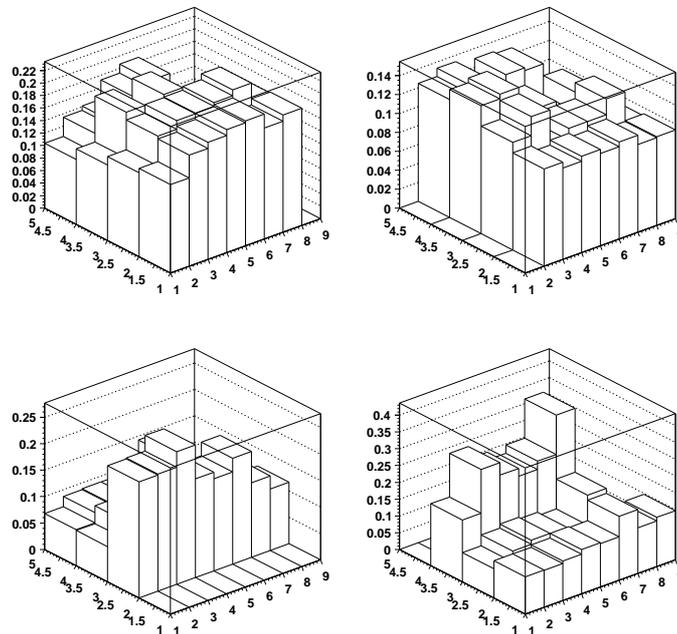


FIG. 4.12 – Diaphonie mesurée sur un module LSO entre les pixels d'interactions et leurs voisins directs situés à gauche (en haut à gauche), à droite (en haut à droite), au-dessus (en bas à gauche), en-dessous (en bas à droite), lorsque l'on regarde la matrice d'APD comme sur la figure 4.4.

	Moyenne	Ecart-type	Maximum
Pixels ayant un bord adjacent situés sur une même ligne	13%	4%	24%
Pixels ayant un bord adjacent situés sur une même colonne	13%	7%	40%
Pixels ayant un coin adjacent	5%	3%	10%

TAB. 4.3 – Diaphonie entre pixels ayant un coin ou un bord adjacent.

4.3.4 Résolution temporelle

Les résolutions temporelles des modules LSO et LuAP à 511 keV sont déterminées en mesurant la distribution du temps de vol entre deux modules LSO, puis entre un module LSO et un module LuAP placés en coïncidence et irradiés par une source ponctuelle de ^{68}Ge placée entre les modules. La distance entre les modules est de 10 cm et l'activité de la source est de 5,5 MBq. La résolution temporelle intrinsèque de l'électronique de lecture est mesurée en injectant des impulsions carrées ayant un temps de montée inférieur à 2 ns sur les capacités d'injection des deux chaînes de lecture. La figure 4.13 présente le montage utilisé pour mesurer les distributions de temps de vol.

Les sorties rapides sont envoyées dans des discriminateurs à fraction constante (CFT). Ce montage permet de mesurer la distribution de temps de vol sur une ligne de réponse spécifique. Sa résolution intrinsèque est d'environ 1 ns. Pour les deux montages, les seuils en énergie sont réglés juste sous le pic photoélectrique.

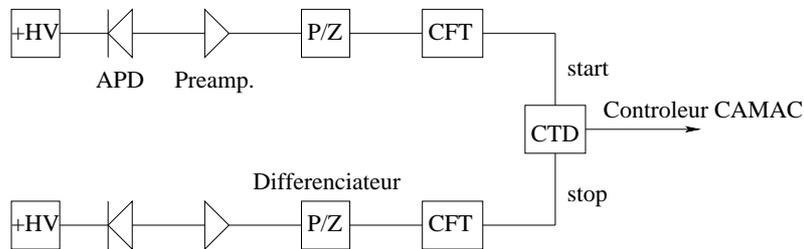


FIG. 4.13 – Montage n°2 utilisant les sorties rapides de l'électronique de lecture.

La figure 4.14 montre la distribution de temps de vol mesurée entre deux canaux de modules LSO ainsi que celle mesurée entre un canal d'un module LSO et un canal d'un module LuAP. Les largeurs à mi-hauteur de ces distributions valent respectivement $(8,2 \pm 0,2)$ ns et $(10,6 \pm 0,3)$ ns. Ainsi, les résolutions temporelles des modules LSO et LuAP valent respectivement $(5,8 \pm 0,2)$ ns et $(8,9 \pm 0,5)$ ns. Comme le montre la figure 4.15, la résolution temporelle optimale pour un module LSO est mesurée pour un gain des APD égal à 70 et vaut 5,6 ns. Cette résolution est moins bonne que celle mesurée sur les lignes de réponses individuelles des modules MADPET-II *et al.* [97], qui est égale à 3,3 ns. La différence est probablement liée aux temps de montée des préamplificateurs de charge utilisés. Les préamplificateurs des modules MADPET-II ont un temps de montée de 20 ns, tandis que ceux que nous utilisons ont un temps de montée de 30 ns.

Des mesures réalisées sur des modules phoswich LYSO/LGSO lus par des APD fabriquées par PerkinElmer ont récemment été présentées [98]. Les résolutions temporelles FWHM mesurées entre deux de ces modules qui équipent le scanner LabTEP [119] s'élèvent à 4,5, 7,5 et 9,6 ns pour des coïncidences LYSO/LYSO, LYSO/LGSO et LGSO/LGSO, respectivement. Ces résolutions ont été mesurées en utilisant une interpolation linéaire. Il est probable qu'elles puissent être améliorées en utilisant par exemple un algorithme basé sur un réseau de neurones. Bien que le LY du LSO soit légèrement inférieur à celui du LYSO et que le LY du LuAP soit environ deux fois plus bas que celui du LGSO, ces résultats fournissent une estimation des résolutions temporelles qui pourraient être obtenues en réalisant un échantillonnage continu du signal de sortie du préamplificateur de charge, pour des coïncidences LSO/LSO, LSO/LuAP et LuAP/LuAP.

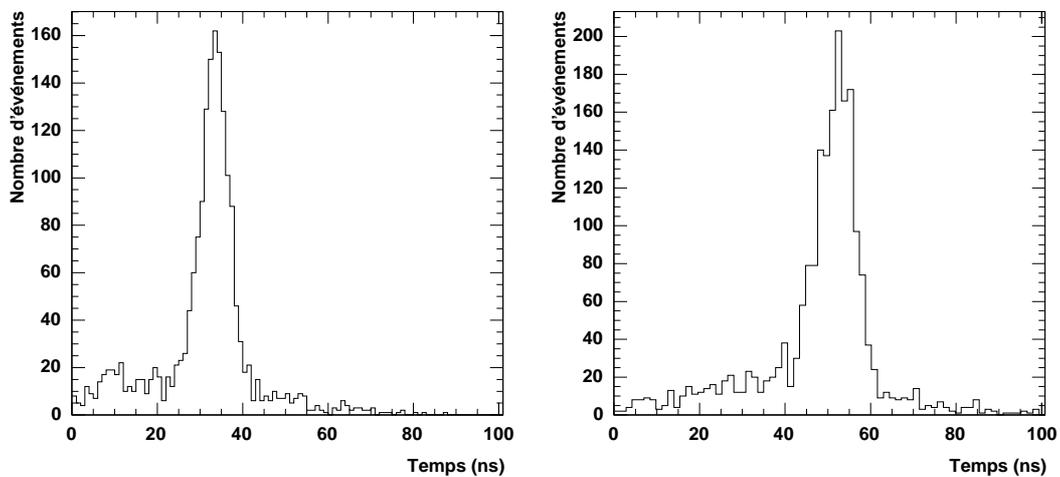


FIG. 4.14 – Distributions du temps de vol mesurées entre deux pixels appartenant à des modules LSO (à gauche) et entre un pixel d'un module LSO et un pixel d'un module LuAP (à droite). Les APD sont alimentées de sorte que leur gain soit de 78 et leur température est régulée à 20 ° C.

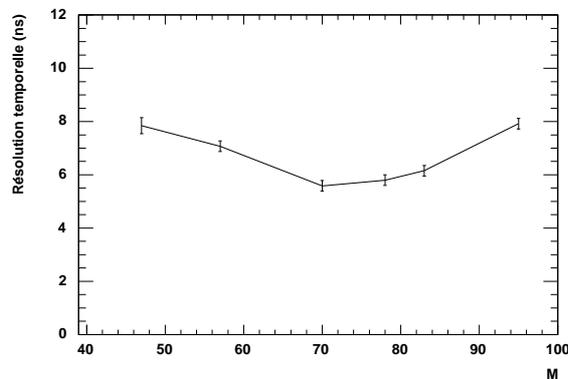


FIG. 4.15 – Résolution temporelle mesurée entre deux pixels appartenant à des modules LSO, en fonction du gain, pour une température des APD régulée à 20 ° C.

4.4 Assemblage isodome

4.4.1 Description de l'assemblage et conditions expérimentales

Cette section présente les résultats obtenus sur des modules LSO/LuAP et LSO/LSO possédant la structure isodome présentée sur la figure 4.16. La matrice APD S8550 n°13 est couplée avec de la graise optique à 4×8 cristaux par-dessus lesquels sont disposés, sans couplage optique, les 4×7 cristaux composant la seconde couche de l'assemblage. Dans un premier temps, la matrice APD est couplée à un assemblage LSO/LuAP dans lequel les cristaux de LuAP, moins lumineux, composent la première couche. Les cristaux de LSO sont recouverts d'une pièce de papier noir ayant pour but d'absorber une partie de leur lumière de scintillation et ainsi d'équilibrer les réponses lumineuses des deux couches de cristaux. Dans un second temps, la sous-matrice a est couplée à un assemblage LSO/LSO recouvert par une pièce de Tyvek. Lors des acquisitions relatives au module LSO/LSO, le canal de lecture de l'APD n°6 est déconnecté.

Cette structure isodome permet d'identifier la couche d'interaction (CI) d'après les motifs d'illumination des APD. Pour une interaction dans la première couche de l'assemblage, seule une APD devrait être éclairée, tandis que pour une interaction dans la seconde couche, deux APD devraient être éclairées. L'algorithme utilisé pour déterminer la CI consiste donc tout d'abord à identifier le pixel P_1 qui génère la plus grande charge Q_1 , parmi les 32 pixels de la matrice. On détermine ensuite le pixel P_2 situé à gauche ou à droite de P_1 qui délivre la charge Q_2 la plus élevée. Si le rapport Q_2/Q_1 est supérieur à un paramètre $\alpha_{P_1,j}$, avec $j = 0$ lorsque P_2 est à gauche de P_1 ($P_2 = P_1 - 2$) et $j = 1$ lorsque P_2 est à droite de P_1 ($P_2 = P_1 + 2$), l'événement est attribué au cristal de la couche supérieure qui chevauche les pixels P_1 et P_2 , et s'il lui est inférieur, l'événement est attribué au cristal de la couche inférieure couplé au pixel P_1 .

Pour optimiser les paramètres $\alpha_{i,j}$ ($i = 1, \dots, 32$) et ($j = 0, 1$), et pour évaluer l'efficacité de la méthode de détermination de la CI, on réalise deux acquisitions en sélectionnant successivement les événements provenant de la couche inférieure, puis ceux provenant de la couche supérieure, au moyen d'une collimation électronique du faisceau de γ dont le schéma est présenté sur la figure 4.17. Pour les deux assemblages, les mesures en irradiation sélective sont suivies par une mesure en irradiation globale des modules. Dans ce cas, la source est placée en face du module, à une distance d'environ 5 cm. Toutes les mesures sont réalisées avec une source de ^{68}Ge de 5 MBq. La tension appliquée sur les APD est fixée à 371 V et leur température est réglée à 20 °C. Dans ces conditions, le gain des APD est de 62.

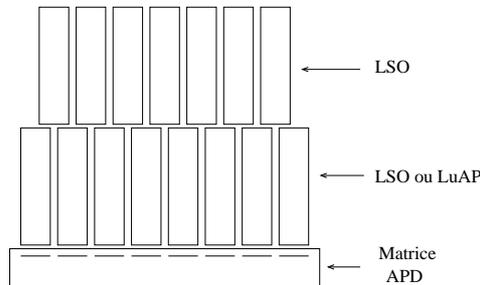


FIG. 4.16 – Détermination de la profondeur d'interaction basée sur des motifs d'illumination spécifiques à chaque cristal.

Pour chaque pixel i , on établit les distributions $\rho_{i,0}^{inf}$ et $\rho_{i,1}^{inf}$ des valeurs Q_2/Q_1 mesurées pour des événements provenant de la couche inférieure lorsque $P_1 = i, P_2 = i - 2$ et $P_1 = i, P_2 = i + 2$, respectivement. On établit de même les distributions $\rho_{i,0}^{sup}$ et $\rho_{i,1}^{sup}$ mesurées pour des événements de la couche supérieure. Chaque paramètre $\alpha_{i,j}$ est alors calculé de sorte à minimiser le nombre d'erreurs d'identification $Err_{i,j}$ donné par :

$$Err_{i,j} = \int_{\alpha_{i,j}}^1 \rho_{i,j}^{inf}(x)dx + \int_0^{\alpha_{i,j}} \rho_{i,j}^{sup}(x)dx, \text{ où } x = \frac{Q_2}{Q_1} \quad (4.3)$$

Pour une irradiation de face du module, on s'attend à mesurer un nombre d'événements dans la couche supérieure environ deux fois plus élevé que dans la couche inférieure. Ainsi, le jeu de données utilisé pour optimiser les paramètres $\alpha_{i,j}$ contient deux fois plus d'événements de la couche supérieure que d'événements de la couche inférieure. Pour exemple, la figure 4.18 montre les distributions $\rho_{3,1}^{inf}, \rho_{3,1}^{sup}, \rho_{5,0}^{inf}, \rho_{5,0}^{sup}$ mesurées sur l'assemblage LSO/LuAP. Les distributions $\rho_{i,j}^{inf}$ et $\rho_{i,j}^{sup}$ sont spécifiques à chaque pixel. $\rho_{i,j}^{sup}$ dépend essentiellement des défauts de positionnement des cristaux de la couche supérieure par rapport à ceux de la couche inférieure et $\rho_{i,j}^{inf}$ décrit la diaphonie entre pixels adjacents de même ligne. Pour des interactions se produisant dans le cristal numéro i de la couche inférieure de l'assemblage, l'efficacité $Ef f_i^{inf}$ d'identification de la CI est donnée par :

$$E f f_i^{inf} = \frac{\int_{\alpha_{i,0}}^1 \rho_{i,0}^{inf}(x)dx + \int_{\alpha_{i,1}}^1 \rho_{i,1}^{inf}(x)dx}{\int_0^1 \rho_{i,0}^{inf}(x)dx + \int_0^1 \rho_{i,1}^{inf}(x)dx} \quad (4.4)$$

Afin de décrire l'efficacité $E f f_i^{sup}$ d'identification de la CI pour les événements se produisant dans les cristaux de la couche supérieure, nous définissons une numérotation de ces cristaux. Le cristal qui chevauche les cristaux i et $i + 2$ de la couche inférieure est numéroté i si $i = 1, \dots, 14$ et $i - 2$ si $i = 17, \dots, 30$. $E f f_i^{sup}$ est alors donnée par :

$$E f f_i^{sup} = \frac{\int_0^{\alpha_{i,1}} \rho_{i,1}^{sup}(x)dx + \int_0^{\alpha_{i+2,0}} \rho_{i+2,0}^{sup}(x)dx}{\int_0^1 \rho_{i,1}^{sup}(x)dx + \int_0^1 \rho_{i+2,0}^{sup}(x)dx}, \text{ pour } i = 1, \dots, 14 \quad (4.5)$$

et par

$$E f f_i^{sup} = \frac{\int_0^{\alpha_{i+2,1}} \rho_{i+2,1}^{sup}(x)dx + \int_0^{\alpha_{i+4,0}} \rho_{i+4,0}^{sup}(x)dx}{\int_0^1 \rho_{i+2,1}^{sup}(x)dx + \int_0^1 \rho_{i+4,0}^{sup}(x)dx}, \text{ pour } i = 15, \dots, 28. \quad (4.6)$$

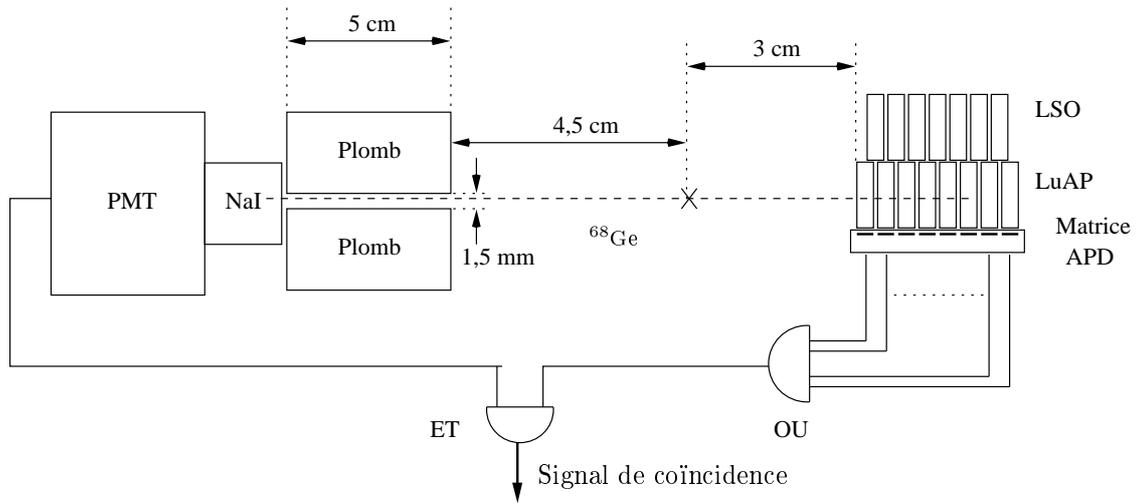


FIG. 4.17 – Collimation électronique du faisceau de γ utilisant un scintillateur NaI couplé à un PMT.

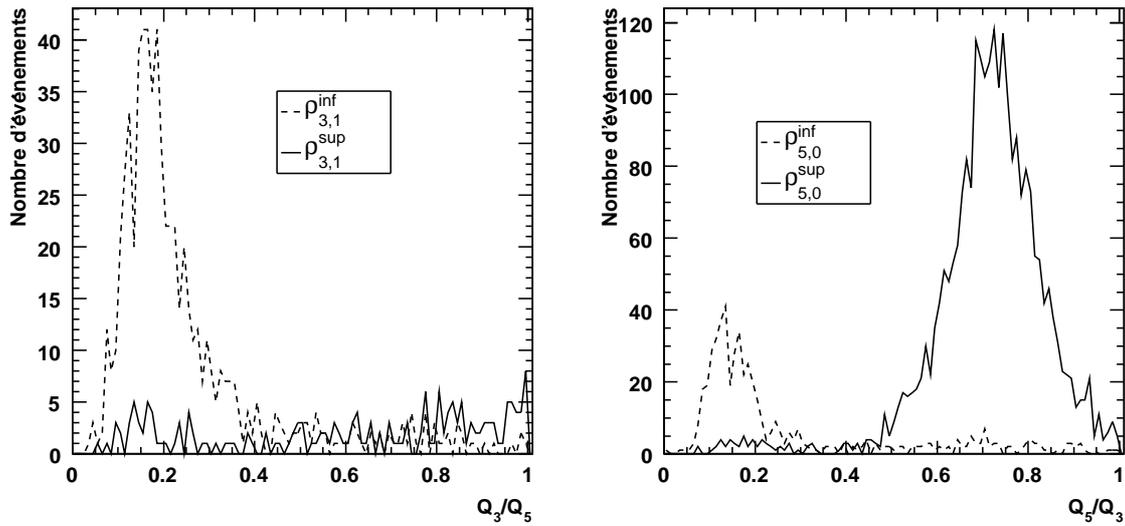


FIG. 4.18 – Distribution des valeurs prises par les rapports Q_2/Q_1 mesurés sur l'assemblage LSO/LuAP pour $P_1 = 3, P_2 = 5$ (à gauche) et pour $P_1 = 5, P_2 = 3$ (à droite). Les courbes représentées en traits discontinus se rapportent aux événements provenant du LuAP et celles représentées en traits continus se rapportent aux événements provenant du LSO.

Il existe plusieurs approches possibles pour mesurer l'énergie déposée dans les cristaux. On peut par exemple sommer la charge délivrée par le pixel d'interaction et celle délivrée par ses voisins, ou simplement, ne considérer que la charge délivrée par le pixel d'interaction. Bien que le bruit électronique soit proportionnel à la racine carrée du nombre de canaux électroniques que l'on somme, il peut être préférable, dans le cas où la diaphonie optique est élevée, de prendre en compte la charge délivrée par les pixels voisins. Les méthodes suivantes sont étudiées du point de vue de la résolution en énergie pour les modules LSO/LuAP et LSO/LSO :

1. Pour les interactions se produisant dans la couche inférieure :

- Q_1
- $Q_1 + Q_2 + Q_3$
- $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5$

2. Pour les interactions se produisant dans la couche supérieure :

- $Q_1 + Q_2$
- $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_7$
- $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6 + Q_7 + Q_8$

où Q_1, \dots, Q_8 sont les charges délivrées par les pixels P_1, \dots, P_8 . La localisation des pixels P_3, \dots, P_8 autour des pixels P_1 et P_2 est présentée sur la figure 4.19.

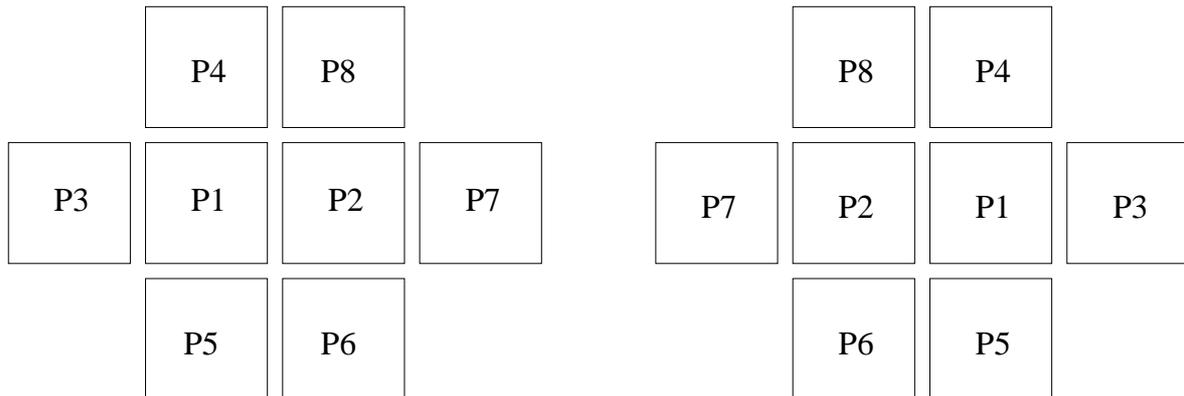


FIG. 4.19 – Dénomination des pixels entourant les pixels P_1 et P_2 lorsque P_1 est situé à gauche de P_2 et lorsque P_1 est situé à droite de P_2 .

4.4.2 Diaphonie

Le tableau 4.4 présente les valeurs moyennes de diaphonie mesurées sur les assemblages LSO/LuAP et LSO/LSO, pour des interactions dans la couche inférieure. Sur l'assemblage LSO/LuAP, la diaphonie est relativement identique à celle mesurée sur les modules simple couche. En revanche, sur l'assemblage LSO/LSO, la diaphonie entre pixels adjacents de même ligne est environ deux fois plus élevée que sur les modules simple couche. En effet, une partie de la lumière de scintillation produite par un cristal de la couche inférieure peut se propager vers ses pixels voisins de même ligne via les cristaux de la couche supérieure qui le chevauchent. Le papier noir qui recouvre l'assemblage LSO/LuAP tend à absorber la lumière de scintillation qui arrive dans les cristaux de la couche supérieure tandis que la pièce de Tyvek recouvrant l'assemblage LSO/LSO facilite la propagation de lumière.

		Moyenne	Ecart-type	Maximum
Pixels ayant un bord adjacent situés sur une même ligne	LSO/LuAP	15%	4%	28%
	LSO/LSO	28%	10%	42%
Pixels ayant un bord adjacent situés sur une même colonne	LSO/LuAP	15%	8%	36%
	LSO/LSO	17%	4%	26%
Pixels ayant un coin adjacent	LSO/LuAP	7%	4%	14%
	LSO/LSO	8%	3%	12%

TAB. 4.4 – Diaphonie entre pixels ayant un coin ou un bord adjacent pour les assemblages LSO/LuAP et LSO/LSO.

4.4.3 Défauts d'alignement

Un défaut d'alignement entre un cristal de la couche supérieure et les deux cristaux de la couche inférieure qu'il chevauche entraîne une répartition inégale de sa lumière de scintillation. La figure 4.20 représente, pour chaque cristal de la seconde couche, le rapport moyen entre les charges délivrées par le pixel de droite et de gauche qu'il chevauche. Dans le cas de l'assemblage LSO/LuAP, ce rapport est inférieur à 1 pour l'ensemble des cristaux de la seconde couche, ce qui traduit un défaut d'alignement général de la couche supérieure de cristaux. La valeur moyenne de ce rapport pour l'ensemble du module LSO/LuAP est égale à 0,8. En faisant l'hypothèse que la lumière de scintillation d'un cristal de la couche supérieure se répartisse de façon proportionnelle à la surface de chevauchement, on peut estimer que le défaut d'alignement est d'environ 0,2 mm. Dans le cas du module LSO/LSO, les rapports sont relativement proches de 1, ce qui indique que l'alignement des deux couches de cristaux est bon.

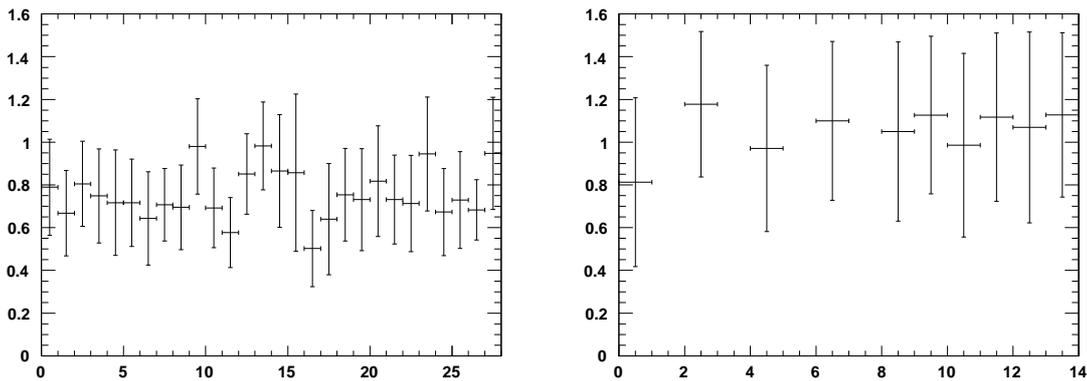


FIG. 4.20 – Pour chaque cristal de la couche supérieure, rapport moyen entre les charges délivrées par les pixels de droite et de gauche qu'il chevauche lorsqu'il subit une interaction, dans le cas de l'assemblage LSO/LuAP (à gauche) et dans le cas de l'assemblage LSO/LSO (à droite).

4.4.4 Identification de la couche d'interaction

Les valeurs de l'efficacité d'identification de la CI mesurées sur les assemblages LSO/LuAP et LSO/LSO sont présentées dans le tableau 4.5. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles mesurées par Fremout *et al.* [120] sur un assemblage isodome LSO/LSO lu par une matrice APD, mais dans cette étude, les paramètres de séparation $\alpha_{i,j}$ n'ont pas été optimisés et étaient tous fixés à 0,5. Les efficacités d'identification pour des interactions dans les couches inférieures et supérieures s'élevaient respectivement à 87% et 80%.

Les spectres d'énergie mesurés sur les modules LSO/LuAP et LSO/LSO pour une irradiation globale des modules sont présentés sur les figures 4.22 et 4.21. Dans le cas de l'assemblage LSO/LuAP, l'énergie des événements provenant de la couche inférieure est définie par Q_1 , et celle des événements provenant de la couche supérieure par $Q_1 + Q_2$. Dans le cas de l'assemblage LSO/LSO, l'énergie des événements provenant de la couche inférieure est définie par $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5$, et celle des événements provenant de la couche supérieure par $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6 + Q_7 + Q_8$.

Sur certains pixels, on observe une contamination assez marquée des spectres du LuAP qui donne lieu à un pic, à droite du pic photoélectrique. Il est probable que l'estimation de l'efficacité d'identification pour les événements se produisant dans la couche supérieure soit un peu optimiste. En effet, les données sur lesquelles cette efficacité est évaluée se rapportent à une sélection des interactions ayant lieu dans une tranche des cristaux de la couche supérieure d'environ 0,5 mm d'épaisseur et localisée vers le sommet du module. Or, il est probable que l'uniformité de la répartition de lumière sur les cristaux de la couche inférieure soit d'autant moins bonne que les interactions se produisent dans une tranche proche de la couche inférieure [120]. Il serait donc souhaitable de mesurer l'efficacité d'identification pour des irradiations à différentes hauteurs des cristaux de la couche supérieure. En outre, les diffusions de photons vers l'avant dans les cristaux de la couche supérieure contribuent également à la contamination des spectres.

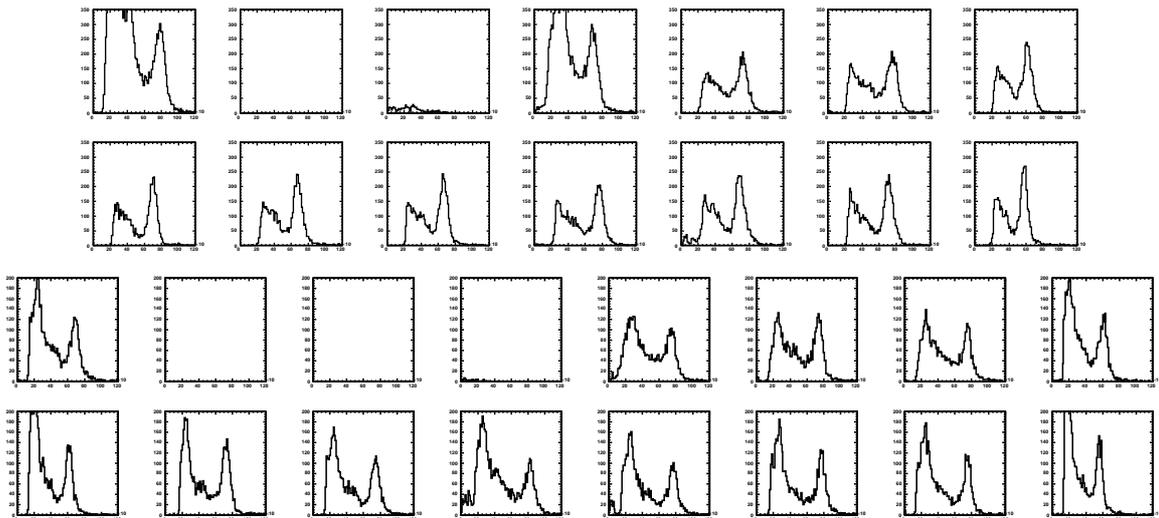


FIG. 4.21 – Spectres d'énergie mesurés sur les cristaux des couches supérieures (en haut) et inférieures (en bas) du module LSO/LSO irradié par une source de ^{68}Ge disposée en face du module.

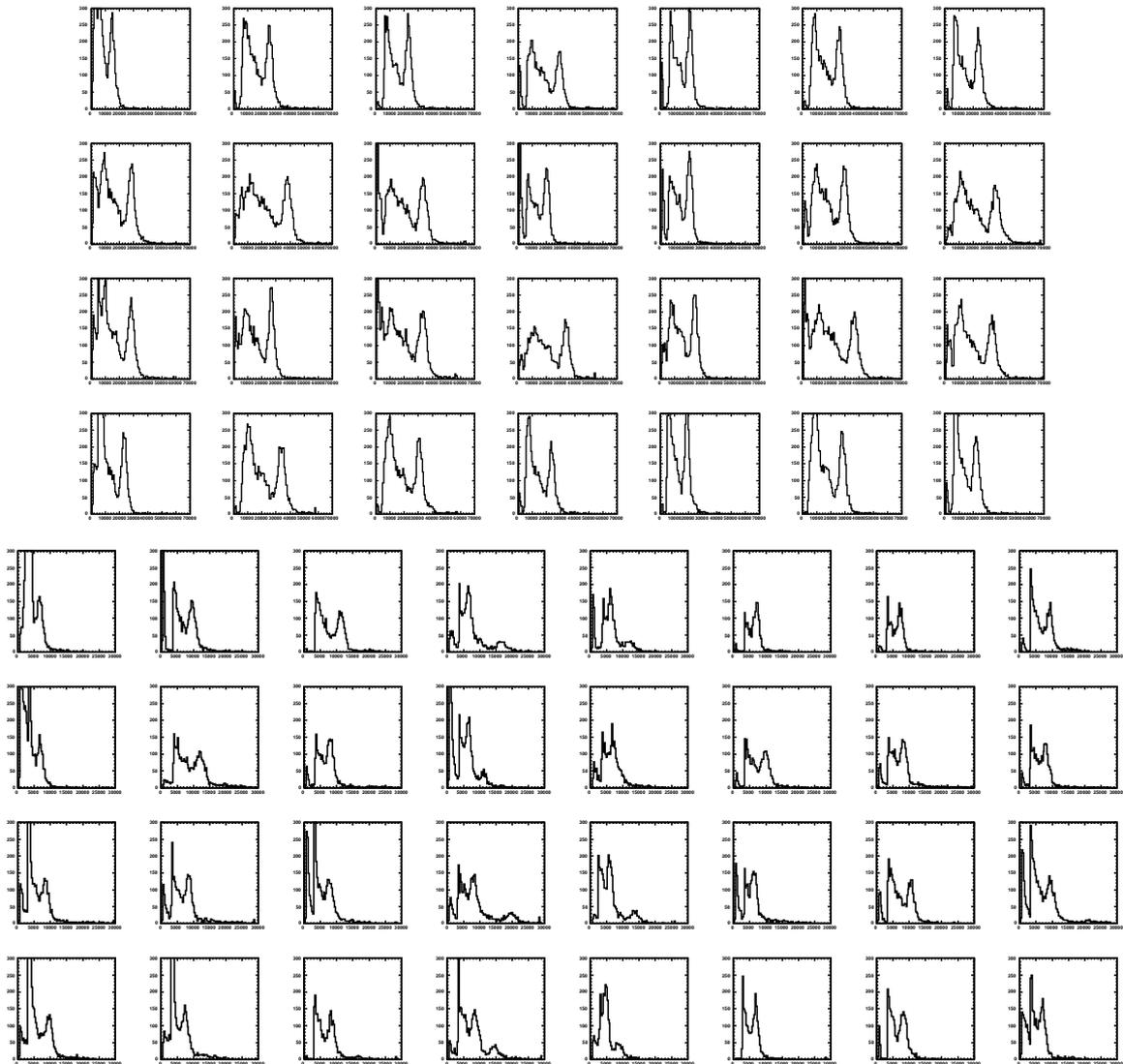


FIG. 4.22 – Spectres d'énergie mesurés sur les cristaux de LSO (en haut) et de LuAP (en bas) du module LSO/LuAP irradié par une source de ^{68}Ge disposée en face du module.

		Moyenne	Ecart-type	Minimum
assemblage LSO/LuAP	couche supérieure	93%	5%	75%
	couche inférieure	84%	7%	63%
assemblage LSO/LSO	couche supérieure	92%	3%	84%
	couche inférieure	89%	5%	80%

TAB. 4.5 – Valeur moyenne, écart-type et valeur minimale de l'efficacité d'identification de la CI mesurée pour les différents cristaux des couches inférieures et supérieures des modules LSO/LuAP et LSO/LSO.

4.4.5 Résolution en énergie

Les tableaux 4.6 et 4.7 présentent les résolutions en énergie moyennes mesurées sur les couches inférieures et supérieures des assemblages LSO/LuAP et LSO/LSO, pour les différentes méthodes de mesure de l'énergie. Dans le cas du module LSO/LSO, il est préférable de prendre en compte le signal délivré par les voisins adjacents du (des) pixel(s) chevauché(s) par le cristal d'interaction. En revanche, dans le cas du module LSO/LuAP, il est préférable de ne prendre en compte que le signal délivré par le (les) pixel(s) chevauché(s) par le cristal d'interaction. La légère dégradation de la résolution en énergie pour une irradiation de face, par rapport à une irradiation de côté à une profondeur fixe, est probablement due à une non uniformité de la collecte de lumière suivant la profondeur d'interaction des photons dans les cristaux, liée à l'auto-absorption de la lumière de scintillation par les cristaux.

assemblage	irradiation	Q_1	$Q_1 + Q_2 + Q_3$	$Q_1 + \dots + Q_5$
LSO/LuAP	sélective	25,7%	26,1%	29,8%
LSO/LuAP	de face	26,8%	-	-
LSO/LSO	sélective	16,3%	15,6%	14,8%
LSO/LSO	de face	-	-	15,8%

TAB. 4.6 – Résolution en énergie moyenne mesurée sur la couche inférieure des modules LSO/LuAP et LSO/LSO pour les différentes méthodes de mesure de l'énergie.

assemblage	irradiation	$Q_1 + Q_2$	$Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_7$	$Q_1 + \dots + Q_8$
LSO/LuAP	sélective	15,7%	15,7%	15,7%
LSO/LuAP	de face	18,9%	-	-
LSO/LSO	sélective	17,0%	16,3%	16,0%
LSO/LSO	de face	-	-	17,6%

TAB. 4.7 – Résolution en énergie moyenne mesurée sur la couche supérieure des modules LSO/LuAP et LSO/LSO pour les différentes méthodes de mesure de l'énergie.

Pour ne pas solliciter inutilement l'électronique et le système d'acquisition de données par la lecture d'événements situés en dehors de la fenêtre d'énergie choisie, il faudrait que le déclenchement de l'électronique de lecture se produise à une même énergie quel que soit le cristal d'interaction dans le module. Le tableau 4.8 présente des informations statistiques concernant la charge de sortie délivrée par les différentes APD pour des interactions photoélectriques dans les cristaux qui les chevauchent. On constate que l'amplitude des réponses générées par des interactions dans les couches inférieures et supérieures sont légèrement mieux équilibrées dans le cas du module LSO/LSO que dans le cas du module LSO/LuAP. Par ailleurs, pour des interactions dans une couche donnée de l'assemblage de cristaux, l'uniformité des réponses du module LSO/LSO est supérieure à celle du module LSO/LuAP.

assemblage	couche d'interaction	Moyenne	Ecart-type	Minimum	Maximum
LSO/LuAP	inférieure	7724	1521	4500	11000
	supérieure	15480	3800	8000	24000
LSO/LSO	inférieure	41000	3300	34000	45000
	supérieure	25350	3350	22000	35000

TAB. 4.8 – Informations statistiques concernant la charge délivrée par les différentes APD, pour des interactions photoélectriques dans les cristaux qui les chevauchent. Les charges sont spécifiées en unité de charge élémentaire.

4.5 Discussion

Les matrices de Tyvek utilisées dans l'assemblage isodome ont été obtenues en découpant une matrice de 2 cm de haut comprenant 8×8 alvéoles. Ces matrices comportaient donc de nombreuses imperfections. L'usage d'une matrice de Tyvek ad hoc diminuerait certainement les défauts de positionnement des cristaux et améliorerait ainsi l'efficacité d'identification de la couche d'interaction. En outre, l'épaisseur de la paroi centrale longitudinale de la matrice de Tyvek devrait avoir une épaisseur de 0,6 mm pour que les cristaux soient correctement centrés sur les pixels de l'APD, ce qui diminuerait la diaphonie.

L'assemblage LSO/LuAP offre l'avantage, par rapport à l'assemblage LSO/LSO, de permettre un équilibrage précis des réponses entre les couches inférieures et supérieures de cristaux. Si des cristaux de LuAP ayant un faible LY sont utilisés, tels que ceux employés dans cette étude, l'équilibrage des réponses pourrait être réalisé en disposant un insert entre les deux couches de cristaux, comme par exemple une pièce de polypropylène. Une autre manière d'équilibrer les réponses du LSO et du LuAP consisterait à utiliser une mise en forme courte du signal dont la constante de temps serait inférieure à la constante de temps du LSO (40 ns). L'équilibrage des réponses serait alors assuré par le défaut balistique des impulsions du LSO.

Par ailleurs, il faut noter qu'en position verticale, les cristaux de LuAP produits par PML ont un LY environ trois fois supérieur à celui des cristaux de LuAP fournis par A. Petrosyan [18] [20]. Si l'on utilisait des cristaux de LuAP produits par PML dans un assemblage isodome LSO/LuAP, il serait souhaitable de placer un matériau réfléchissant au-dessus des cristaux de LSO plutôt qu'un matériau absorbant. En se référant aux données du tableau 4.8, on s'attendrait à ce que les réponses du LSO et du LuAP soient à peu près équilibrées. La résolution en énergie du LuAP serait alors similaire à celle du LSO, soit d'environ 17%.

Conclusion

Le module phoswich LSO/LuYAP du démonstrateur ClearPET de Lausanne possède une efficacité d'identification de la couche d'interaction supérieure à 97%. Sa résolution en énergie est typiquement de 28% pour le LSO et de 25% pour le LuYAP. Avec une régulation en température des cristaux comprise entre 35 et 55 ° C, la dispersion des réponses pour l'ensemble des cristaux d'un module (écart-type/moyenne) est typiquement de 11%. La résolution temporelle FWHM mesurée entre deux modules s'élève à $(5,7 \pm 0,5)$ ns.

Le démonstrateur ClearPET de Lausanne est équipé avec 18 modules de détection. Les résolutions radiale et tangentielle de l'image à mi-hauteur sont comprises entre 1,3 mm sur l'axe du scanner et 2,6 mm à 4 cm de l'axe. Le bon accord entre les résolutions spatiales mesurées et simulées témoigne du bon positionnement des cristaux et de l'efficacité de la détermination de la couche d'interaction. Par ailleurs, les mesures réalisées sur un fantôme mini-Derenzo font apparaître qualitativement l'apport de la détermination de la profondeur d'interaction sur la qualité de l'image.

Pour une fenêtre en énergie de 350-750 keV, la sensibilité absolue mesurée avec deux modules disposés l'un en face de l'autre est égale à 0,068%, en accord avec les résultats obtenus par simulation Monte Carlo [92]. Pour un scanner complet comportant 4 anneaux de 20 modules utilisant des cristaux de LuYAP de haute densité comprenant 70% de lutécium, la simulation Monte Carlo prévoit une sensibilité absolue de 4,4%. Malgré l'usage de modules phoswich, la sensibilité absolue du scanner ClearPET est légèrement inférieure à celle du scanner microPET Focus 120 qui s'élève à 4,6% [47] et dont les modules de détection ne comportent pourtant qu'une seule couche de cristaux.

L'utilisation d'un couplage indirect via une fibre optique des cristaux de LuAP avec les pixels des MaPMT, engendrerait une forte dégradation de la résolution en énergie, à cause du LY relativement faible du LuAP. Cette technique qui est employée sur le scanner FOCUS afin de repousser les MaPMT et ainsi d'éliminer les espaces morts entre les matrices de cristaux n'est donc pas utilisable dans le cas du scanner ClearPET.

En revanche, la sensibilité du scanner ClearPET pourrait être améliorée d'une part, en remplaçant les cristaux de LuYAP par des cristaux de LuAP ayant une section efficace plus élevée pour l'effet photoélectrique et d'autre part, en réduisant l'espace mort entre les matrices de cristaux, lié à l'encombrement important des MaPMT.

Dans ce travail, nous proposons un algorithme utilisant un réseau de neurones permettant d'identifier la couche d'interaction dans un module LSO/LuAP avec une efficacité de 97%. Ainsi, il est possible d'employer des modules LSO/LuAP sur le scanner ClearPET actuel, sans modification de l'électronique de lecture. Cependant, une amélioration significative de la résolution temporelle pourrait être obtenue en utilisant une mise en forme plus courte que celle utilisée actuellement sur le scanner ClearPET qui permet de faire apparaître la composante lente du LuYAP. Bien entendu, cette diminution de la constante de mise en forme devrait être

accompagnée par une augmentation de la fréquence d'échantillonnage du signal.

Comme le montre la figure 4.23, le remplacement des MaPMT par des matrices APD permettrait de réduire significativement l'espace mort entre les matrices de cristaux, en particulier entre les anneaux de détection. Par exemple, pour un scanner ayant un diamètre de 14 cm et comportant 4 anneaux de détection, la fraction minimale du volume non instrumenté dans l'anneau contenant les matrices de cristaux s'élèverait à 62,8% si l'on utilisait les modules de détection du scanner ClearPET et à 44% si l'on utilisait les modules APD isodomes. Il faut noter que si l'on souhaite vraiment tirer profit du faible encombrement des matrices APD, il faut renoncer à utiliser un encapsulage individuel des modules, en particulier si les matrices APD sont de petite taille.

Dans la perspective du remplacement des MaPMT par des matrices APD, les caractéristiques intrinsèques de plusieurs matrices APD récemment développées ont été mesurées. Il ressort de ces mesures que la matrice APD S8550 fabriquée par Hamamatsu Photonics est celle des matrices APD en notre possession qui présente les meilleures performances en vue d'une application TEP. Son efficacité quantique aux longueurs d'onde d'émission du LSO (420 nm) et du LuAP (365 nm) s'élève respectivement à 0,76 et 0,58. A la tension de fonctionnement, son gain est de 50-100 et son facteur de bruit de multiplication est égal à 1,75.

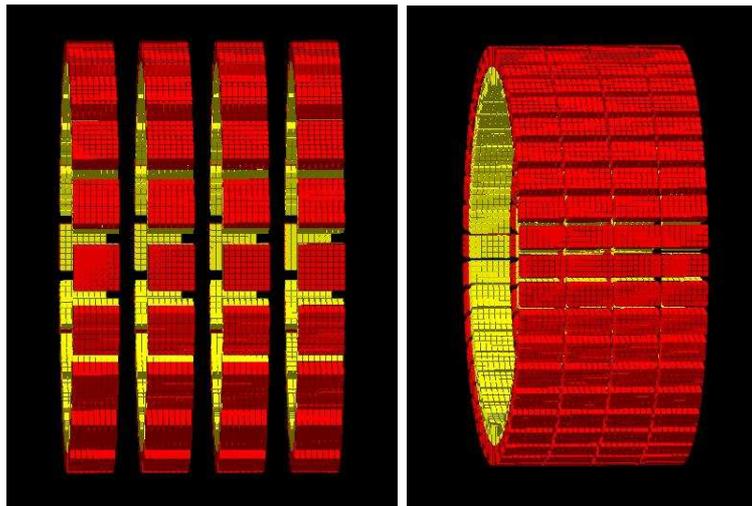


FIG. 4.23 – Représentation des cristaux sur un scanner de 14 cm de diamètre comportant 4 anneaux de détection équipés avec les modules du scanner ClearPET (à gauche) et avec des modules isodomes lus par des matrices APD S8550 (à droite). Les dimensions des cristaux sont de 2 mm×2 mm×8 mm.

Une étude prospective a été réalisée sur des matrices APD S8550 couplées à des assemblages isodomes LSO/LSO et LSO/LuAP. L'efficacité d'identification de la couche d'interaction est d'environ 90% pour les deux types d'assemblage. Dans le cas de l'assemblage LSO/LSO, la résolution en énergie des cristaux de la couche inférieure est de 16% et celle des cristaux de la couche supérieure de 18%. Dans le cas de l'assemblage LSO/LuAP, la résolution en énergie pour le LSO est de 19% et celle du LuAP de 27%. La résolution temporelle a été mesurée sur des modules simple couche de LSO et de LuAP. La résolution FWHM par module est égale à 5,8 ns avec du LSO et à 8,9 ns avec du LuAP. Par ailleurs, la dispersion (écart-type/moyenne)

des réponses mesurées sur le module simple couche de LSO est de 8%. Les résultats de cette étude sont d'autant plus encourageants que les modules LSO/LSO et LSO/LuAP testés comportaient de nombreuses imperfections :

- Les cristaux de LuAP utilisés dans cette étude possédaient un LY environ trois fois inférieur, en position verticale, à celui des cristaux de LuAP produits par PML. Dans un assemblage LSO/LuAP isodome, la résolution en énergie attendue avec des cristaux de LuAP produits par PML est de 17%.
- Les pixels APD ayant une surface inférieure à la section des cristaux, 36% de la lumière arrivant sur la matrice APD est absorbée en dehors de la surface de détection. L'usage d'un masque réfléchissant disposé sur la matrice APD permettrait d'améliorer la collecte de lumière, de même qu'une optimisation du couplage optique.
- Les matrices de Tyvek utilisées dans cette étude comportaient de nombreux défauts. L'utilisation d'une matrice de Tyvek ad hoc diminuerait certainement les défauts de positionnement des cristaux et améliorerait ainsi l'efficacité d'identification de la couche d'interaction.

Une fois optimisé, un module constitué d'un assemblage isodome LSO/LuAP ou LSO/LSO couplé à une matrice APD devrait avoir des performances en tout point supérieures ou équivalentes à celles du module phoswich LSO/LuYAP du scanner ClearPET, à l'exception peut-être de la résolution temporelle.

Le choix entre l'assemblage isodome LSO/LuAP et l'assemblage isodome LSO/LSO peut être conditionné par les performances du système d'acquisition de données. La lecture des APD par des canaux d'acquisition indépendants et parallèles permet d'atteindre des taux de comptage très élevés [99]. Ainsi, dans le cas où la bande passante du système d'acquisition de données est grande, il n'est pas nécessaire d'optimiser le déclenchement de l'électronique en équilibrant les réponses des deux couches de cristaux. L'assemblage LSO/LSO est alors nettement plus attractif que l'assemblage LSO/LuAP car d'une part, il présente une bien meilleure résolution en énergie pour des interactions se produisant dans la couche inférieure, et d'autre part, ses réponses ont une amplitude significativement plus élevée, ce qui constitue un atout pour la résolution temporelle. En revanche, si la bande passante du système d'acquisition de données est faible, il peut être préférable d'utiliser un assemblage LSO/LuAP qui offre la possibilité d'un équilibrage des réponses des deux couches de cristaux.

Bibliographie

- [1] D. Malakoff. The rise of the mouse, biomedicine's model mammal. *Science*, 288 :248–253, 2000.
- [2] D. Lapointe and N. Brasseur and J. Cadorette and C. La Madeleine and S. Rodrigue and J.E. Van Lier and R. Lecomte. High-resolution PET imaging for in vivo monitoring of tumor response after photodynamic therapy in mice. *J. Nucl. Med.*, 40 :876–882, 1999.
- [3] I. Peñuelas and J.F. Boán and J.M. Martí-Climent and B. Sangro and G. Mazzolini and J. Pietro and J.A. Richter. Positron emission tomography and gene therapy : Basic concepts and experimental approaches for *in vivo* gene expression imaging. *Mol. Imag. Biol.*, 6 :225–238, 2004.
- [4] C.M. Lederer and V.S. Shirley, editors. *Table of isotopes*. Wiley, 7th edition edition, 1978.
- [5] E. Fermi. *Nuclear physics*. The University of Chicago Press, Chicago, 1949.
- [6] A. Sanchez-Crespo, P. Andeo, and S.A. Larsson. Positron flight in human tissues and its influence on PET image spatial resolution. *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, 31 :44–51, 2004.
- [7] N.L. Christensen, B.E. Hammer, B.G. Heil, and K. Fetterly. Positron emission tomography within a magnetic field using photomultiplier tubes and lightguides. *Phys. Med. Biol.*, 40 :691–697, 1995.
- [8] S. Berko and H.N. Pendleton. Positronium. *Ann. Rev. Part. Sci.*, 30 :543–581, 1980.
- [9] M.E. Phelps, J.C. Mazziotta, and H.R. Schelbert. *Positron emission tomography and autoradiography*. Raven Press, New York, 1986.
- [10] H. Zaidi. Comparative evaluation of scatter correction techniques in 3D positron emission tomography. *Eur. J. Nucl. Med.*, 27 :1813–1826, 2000.
- [11] W.W. Moses and S.E. Derenzo. Empirical observation of resolution degradation in positron emission tomographs utilizing block detectors. *J. Nucl. Med.*, 34 :101P, 1993.
- [12] S.C. Strother, M.E. Casey, and E.J. Hoffman. Measuring PET scanner sensitivity : relating countrates to image signal-to-noise ratios using noise equivalents counts. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 37 :783–788, 1990.
- [13] C.L. Melcher and J.S. Schweitzer. Cerium-doped Lutetium oxyorthosilicate : a fast, efficient new scintillator. *Nucl. Instr. Meth. A*, 39 :502–505, 1992.
- [14] J. Chval, D. Clément, J. Giba, J. Hybler, J.-F. Loude, J.A. Mares, E. Mihokova, C. Morel, K. Nejezchleb, M. Nickl, A. Vedda, and H. Zaidi. Development of new mixed $\text{Lu}_x(\text{RE}^{3+})_{1-x}\text{AP} : \text{Ce}$ scintillators ($\text{RE}^{3+} = \text{Y}^{3+}$ or Gd^{3+}) : comparison with other Ce-doped or intrinsic scintillating crystals. *Nucl. Instr. Meth. A*, 443 :331–341, 2000.

- [15] C. Kuntner, E. Auffray, P. Lecoq, C. Pizzolotto, and M. Schneegans. Intrinsic energy resolution and light output of the $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}:\text{Ce}$ scintillator. *Nucl. Instr. Meth. A*, 493 :131–136, 2002.
- [16] J.A. Mares, M. Nikl, J. Chval, I. Dafinei, P. Lecoq, and J. Kvapil. Fluorescence and scintillation properties of $\text{LuAlO}_3:\text{Ce}$ crystal. *Chem. Phys. Letters*, 241 :311–316, 1995.
- [17] A. Lempicki, C. Brecher, D. Wisniewski, E. Zych, and A.J. Wojtowicz. Lutetium aluminate : spectroscopic and scintillation properties. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 :1316–1320, 1996.
- [18] M. Balcerzyk, M. Moszinski, Z. Galazka, M. Kapusta, A. Syntfeld, and J.-L. Lefaucheur. Perspectives for high resolution and high light output $\text{LuAP}:\text{Ce}$ crystals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52 :1823–1829, 2005.
- [19] C. Kuntner, E. Auffray, C. Dujardin, P. Lecoq, C. Pedrini, and M. Schneegans. Scintillation properties of mixed LuYAP crystals in view of their use in a small animal PET scanner in phoswich configuration. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1477–1482, 2003.
- [20] C. Kuntner, H. Aiginger, E. Auffray, J. Glodo, M. Kapusta, P. Lecoq, M. Moszynski, M. Schneegans, P. Szupryczynski, and A.J. Wojtowicz. Scintillation properties and mechanism in $\text{Lu}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{AlO}_3:\text{Ce}$. *Nucl. Instr. Meth. A*, 486 :176–180, 2002.
- [21] I. Tapan and R.S. Gilmore. Simulation on signal generation for silicon avalanche photodiodes (APDs). *Nucl. Instr. Meth. A*, 454 :247–251, 2000.
- [22] A.G. Chynoweth. Charge multiplication phenomena. in *Semiconductors and semimetals*, Academic Press, New York, 4, Chap. 4, 1968.
- [23] S.M. Sze. *Semiconductor devices physics and technology*. Bell telephone laboratories, 1985.
- [24] C.A. Lee and A. Logan and R.L. Batdorf and J.J. Kleimack and W. Wiegmann. Ionization rates of holes and electrons in silicon. *Phys. Rev.*, 134 :A761, 1964.
- [25] R.J. McIntyre. The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes : Theory. *IEEE Trans. Electron. Devices*, ED-19 :703, 1972.
- [26] B. Pichler, E. Lorenz, R. Mirzoyan, W. Pimpl, F. Roder, M. Schwaiger, and S.I. Ziegler. Performance test of a LSO-APD PET module in a 9,4 Tesla magnet. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 2 :1237–1239, 1997.
- [27] E. Breitenberger. Scintillation spectrometer statistics. *Progress in Nucl. Phys.*, 4 :56–89, 1955.
- [28] S. Rankowitz, J.S. Robertson, and W.A. Higgenbotham et al. Positron scanner for locating brain tumors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 9 :45–49, 1962.
- [29] M.M. Ter-Pogossian, M.E. Phelps, and E.J. Hoffman. A positron emission transaxial tomograph for nuclear medicine imaging (PETT). *Radiology*, 114 :89–98, 1975.
- [30] C.J. Thompson, Y.L. Yamamoto, and E. Meyer. Positome II : A high efficiency positron imaging device for dynamic brain studies. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1979.
- [31] M.E. Casey and R. Nutt. A multicrystal two-dimensional BGO detector system for positron emission tomography. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1986.
- [32] D.W. Townsend, P. Frei, A.P. Jeavons, G. Reich, H.J. Tochon-Danguy, A. Donath, A. Christin, and G. Schaller. High density avalanche chamber (HIDAC) positron camera. *J. Nucl. Med.*, 28 :1554–1562, 1987.

- [33] D.W. Townsend, T.J. Spinks, T. Jones, A. Geissbuhler, M. Defrise, M.C. Gilardi, and J. Heather. Three-dimensional reconstruction of PET data from a multi-ring camera. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 36 :1056–1065, 1989.
- [34] D.W. Townsend, Y. Choi, D. Sashin, M.A. Mintun, S. Grootoonk, and D.L. Bailey. An investigation of practical scatter correction techniques for 3D PET. *J. Nucl. Med.*, 35, 1994.
- [35] P.M. Bloomfield, R. Myers, S.P. Hume, T.J. Spinks, A.A. Lammertsma, and T. Jones. Three-dimensional performance of a small-diameter positron emission tomograph. *Phys. Med. Biol.*, 42 :389–400, 1997.
- [36] S.P. Hume, J. Opacka-Juffry, R. Myers, R.G. Ahier, S. Ashworth, D.J. Brooks, and A.A. Lammertsma. Effect of L-dopa and 6-hydroxydopamine lesioning on ^{11}C -raclopride binding in rat striatum, quantified using PET. *Synapse*, 21 :45–53, 1995.
- [37] R. Lecomte, J. Cadorette, P. Richard, D. Chesler S. Rodrigue, and G.L. Brownell. Design and engineering aspects of a high resolution positron tomograph for small animal imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41 :1446–1452, 1994.
- [38] S. Weber, H. Herzog, M. Cremer, and al. Evaluation of the TierPET system. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :1177–1183, 1999.
- [39] P. Bruyndonckx, X. Liu, S. Tavernier, and S. Zhang. Performance study of a 3D small animal PET scanner based on BaF_2 crystals and a photo sensitive wire chamber. *Nucl. Instr. Meth. A*, 392 :407–413, 1997.
- [40] D. F. Anderson, R. Bouclier, G. Charpak, S. Majewski, and G. Kneller. Coupling of a BaF_2 scintillator to a TMAE photocathode and a low-pressure wire chamber. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, 217 :217–223, 1983.
- [41] A.P. Jeavons, R.A. Chandler, and C.A.R. Dettmar. A 3D HIDAC-PET camera with sub-millimetre resolution for imaging small animals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :468–473, 1999.
- [42] K.P. Schäfers, A.J. Reader, M. Kriens, C. Knoess, O. Schober, and M. Schäfers. Performance evaluation of the 32-module quadHIDAC small-animal PET scanner. *J. Nucl. Med.*, 46 :996–1004, 2005.
- [43] S.R. Cherry and al. MicroPET : a high resolution PET scanner for imaging small animals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44 :1161–1166, 1997.
- [44] Y.C. Tai, A. Chatziioannou, S. Siegel, J. Young, D. Newport, R.N. Goble, R.E. Nutt, and S.R. Cherry. Performance evaluation of the microPET P4 : a PET system dedicated to small imaging. *Phys. Med. Biol.*, 46 :1845–1862, 2001.
- [45] C. Knoess *et al.* Performance evaluation of the microPET R4 scanner for rodents. *Eur. J. of Nucl. Med. and Mol. Imag.*, 30 :737–747, 2003.
- [46] S. Jan, C. Comtat, R. Boisgard, and R. Trébossen. Comparative study of microPET FOCUS and ECAT HRRT PET systems for small rodents imaging. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 6 :3430–3432, 2004.
- [47] R. Laforest, D. Longford, S. Siegel, and J. Yap D.F. Newport. Performance evaluation of the microPET-FOCUS-F120. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 5 :2965–2969, Rome, 2004.
- [48] V. Golovin and V. Saveliev. Novel type of avalanche photodetector with geiger mode operation. *Nucl. Instr. Meth. A*, 518 :560–564, 2004.

- [49] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, and S. Smirnov. Silicon photomultiplier and its possible applications. *Nucl. Instr. Meth. A*, 504 :48–52, 2003.
- [50] A. Drezet and O. Monnet and G. Montémont and J. Rustique and G. Sanchez and L. Verger. CdZnTe detectors for the positron emission tomographic imaging of small animals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, R11-67 :4564–4568, 2004.
- [51] L. Verger and A. Drezet and E. Gros d’Aillon and C. Mestais and O. Monnet and G. Montémont and F. Dierre and O. Peyret. New perspectives in gamma-ray imaging with CdZnTe/CdTe. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, JRM1-1 :2313–2319, 2004.
- [52] D.W. Townsend and T. Beyer. A combined PET/CT scanner : the path to true image fusion. *Br. J. Radiol.*, 75 :24–30, 2002.
- [53] P.K. Marsden and D. Strul and S. Keevil and S.C.R. Williams and D. Cash. Simultaneous PET and NMR. *Br. J. Radiol.*, 75 :53–59, 2002.
- [54] P.E. Kinahan and D.W. Townsend and T. Beyer and D. Sashin. Attenuation correction for a combined 3D PET/CT scanner. *Med. Phys.*, 25 :2046–2053, 1998.
- [55] M.E. Phelps, S.-C. Huang, E.J. Hoffman, D. Plummer, and R. Carson. An analysis of signal amplification using small detectors in positron emission tomography. *J. of Computer Assisted Tomography*, 6 :551–565, 1982.
- [56] S.P. Hume, R.N. Gunn, and T. Jones. Pharmacological constraints associated with positron emission tomographic scanning of small laboratory animals. *Eur. J. Nucl. Med.*, 25 :173–176, 1998.
- [57] D.L. Alexoff and al. Reproducibility of ^{11}C -Raclopride binding in the rat brain measured with the microPET R4 : Effects of scatter correction and tracer specific activity. *J. Nucl. Med.*, 44 :815–822, 2003.
- [58] M.T. Hays, E.E. Watson, S.R. Thomas, and M. Stabin. Radiation absorbed dose estimates from ^{18}F -FDG. *J. Nucl. Med.*, 43 :210–214, 2002.
- [59] T. Funk, S. Mingshan, and B.H. Hasegawa. Radiation dose estimate in small animal SPECT and PET. *Med. Phys.*, 31 :2680–2686, 2004.
- [60] J. Seidel, J.J. Vaquero, and M.V. Green. Resolution uniformity and sensitivity of the NIH ATLAS small animal PET scanner : Comparison to simulated LSO scanners without depth of interaction capability. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1347–1350, 2003.
- [61] J. Seidel, J.J. Vaquero, and S. Siegel. Depth identification accuracy of a three layer phoswich PET detector module. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :485–490, 1999.
- [62] J.S. Huber, W.W. Moses, S.E. Derenzo, M.H. Ho, M.S. Andreaco, M.J. Paulus, and R. Nutt. Characterization of a 64 channel PET detector using photodiodes for crystal identification. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44 :1197–1201, 1997.
- [63] Y. Shao, R.W. Silverman, R. Farrell, L. Cirignano, R. Grasioso, K.S. Shah, G. Visser, M. Clajus, T.O. Tümer, and S.R. Cherry. Design studies of a high resolution PET detector using APD arrays. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47 :1051–1057, 2000.
- [64] M.C. Abreu *et al.* First experimental results with the Clear-PEM detector. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, M03-187, 2005.
- [65] H. Liu, T. Omura, M. Watanabe, and T. Yamashita. Development of a depth of interaction detector for γ -rays. *Nucl. Instr. Meth. A*, 459 :182–190, 2001.

- [66] H. Kyushima and Y. Hasegawa and A. Atsumi and K. Nagura and H. Yokota. Photo-multiplier tube of new dynode configuration. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41 :725, 1994.
- [67] C. M. Pepin, P. Bérard, and R. Lecomte. Assessment of reflective separator films for small crystal arrays. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 2 :879–883, 2001.
- [68] S. Léonard and A.A.R. Fremout and D. Wisniewski and P. Bruyndonckx and S.P.K. Tavernier and Y. Wang and A. Fedorov. Feasibility studies with PET detector modules based on an APD array and LSO. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 1 :43–47, 2001.
- [69] M. Streun, D. Christ, A. Hollendung, H. Larue, K. Ziemons, and H. Halling. Effects of crosstalk and gain non-uniformity using multichannel PMTs in the ClearPET scanner. *Nucl. Instr. Meth. A*, 537 :402–405, 2005.
- [70] D. Christ and A. Hollendung and H. Larue and C. Parl and M. Streun and S. Weber and K. Ziemons. Homogenization of the multi-channel PM gain by inserting light attenuating masks. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 4 :2382–2385, 2003.
- [71] M. Streun, G. Brandenburg, H. Larue, E. Zimmermann, K. Ziemons, and H. Halling. Pulse recording by free-running sampling. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48 :524–526, 2001.
- [72] M. Streun and G. Brandenburg and M. Brökel and L. Fuss and H. Larue and C. Parl and E. Zimmermann and K. Ziemons and H. Halling. The ClearPET™ data acquisition. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 5 :3097–3100, 2003.
- [73] J. Campos and J. Fontecha and A. Pons and P. Corredera and A. Corróns. Measurement of standard aluminium mirrors, reflectance versus light polarization. *Meas. sci. Technol.*, 9 :256–260, 1998.
- [74] P.B. Barna and Z. Bodó and G. Gergely. Ellipsometric and X-ray specular reflection studies on naturally grown overlayers on aluminium thin films. *Thin solid films*, 120 :249–256, 1984.
- [75] S. Weber, D. Christ, M. Kurzeja, R. Engels, G. Kemmerling, and H. Halling. Comparison of LuYAP, LSO and BGO as scintillators for high resolution PET detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1370–1372, 2003.
- [76] J.-B. Mosset, O. Devroede, M. Krieguer, M. Rey, J.-M. Vieira, J. H. Jung, C. Kuntner, M. Streun, K. Ziemons, E. Auffray, P. Sempere-Roldan, P. Lecoq, P. Bruyndonckx, J.-F. Loude, S. Tavernier, and C. Morel. Development of an optimised LSO/LuYAP phoswich detector head for the Lausanne ClearPET demonstrator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :25–29, 2006.
- [77] S. Delorme, R. Frei, C. Joseph, J.-F. Loude, and C. Morel. Use of a neural network to exploit light division in a triangular scintillation crystal. *Nucl. Instr. Meth. A*, 373 :111–118, 1996.
- [78] D. Clément and R. Frei and J.-F. Loude and C. Morel. Development of a 3D position sensitive scintillation detector using neural networks. *Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 3 :1448–1452, 1998.
- [79] P. Bruyndonckx, S. Léonard, S. Tavernier, C. Lemaitre, O. Devroede, Y. Wu, and M. Krieguer. Neural network-based position estimators for PET detectors using monolithic LSO blocks. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51 :2520–2525, 2004.
- [80] C. Peterson and T. Rögndalsson. *An introduction to artificial neural networks*. Verkerk (ed.), CERN 92-02, 1992.

- [81] S. Haykin. *Neurals networks : a comprehensive foundation*. Prentice Hall, Upper Saddle River (New Jersey), 2nd edition edition, 1999.
- [82] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instr. Meth. A*, 389 :81–86, 1997.
- [83] D. Wisniewski, M. Wisniewska, P. Bruyndonckx, M. Krieguer, S. Tavernier, O. Devroede, C. Lemaître, J.-B. Mosset, and C. Morel. Didital pulse shape discrimination methods for phoswich detectors. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 2005.
- [84] M. Streun, G. Brandenburg, H. Larue, E. Zimmermann, K. Ziemons, and H. Halling. Coincidence detection by digital processing of free-running sampled pulses. *Nucl. Instr. Meth. A*, 487 :530–534, 2002.
- [85] M. Streun, G. Brandenburg, M. Khodaverdi, H. Larue, C. Parl, and K. Ziemons. Timemark correction for the ClearPET scanners. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 4 :2057–2060, 2005.
- [86] J.-D. Leroux, D. Rouleau, C. M. Pepin, J.-B. Michaud, J. Cadorette, R. Fontaine, and R. Lecomte. Time discrimination techniques using artificial neural networks for positron emission tomography. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 4 :2301–2305, 2004.
- [87] P.E. Kinahan and J.G. Rogers. Analytic 3D image reconstruction using all detected events. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 36 :964–968, 1989.
- [88] C. Labbé *et al.* An object-oriented library incorporating efficient projection/backprojection operators for volume reconstruction in 3D PET. *Conf. Rec. of the Int. Meeting on Fully Three-Dimensional Imag. Rec. in Radiol. and Nucl. Med.*, Egmond aan Zee, edited by F. Beekman, M. Defrise and M. Viergever, Utrecht, NL :137–140, 1999.
- [89] <http://stir.hammersmithimanet.com/> [Online].
- [90] G. Santin, D. Strul, D. Lazaro, L. Simon, M. Krieguer, M. Vieira Martins, V. Breton, and C. Morel. GATE : A Geant4-based simulation platform for PET and SPECT integrating movement and time management. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1516–1521, 2003.
- [91] S. Jan *et al.* GATE : A simulation toolkit for PET and SPECT. *Phys. Med. Biol.*, 49 :4543–4561, 2004.
- [92] M. Rey, J.-M. Vieira, J.-B. Mosset, M. Moulin Sallanon, P. Millet, J.-F. Loude, and C. Morel. Measured and simulated specifications of the Lausanne ClearPET scanner demonstrator. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 4 :2070–2073, 2005.
- [93] R. Farrell, F. Olschner, E. Frederick, L. McConchie, K. Vanderpuye, M.R. Squillante, and G. Entine. Large area silicon avalanche photodiodes for scintillation detectors. *Nucl. Instr. Meth. A*, 288 :137–139, 1990.
- [94] R. Lecomte, C. Pepin, D. Rouleau, H. Dautet, R.J. McIntyre, D. McSween, and P. Webb. Radiation detection measurements with a new "buried junction" silicon avalanche photodiode. *Nucl. Instr. Meth. A*, 423 :92–102, 1999.
- [95] R. Lecomte, J. Cadorette, S. Rodrigue, D. Lapointe, D. Rouleau, M. Bentourkia, R. Yao, and P. Msaki. Initial results from the Sherbrooke avalanche photodiode positron tomograph. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 :1952–1957, 1996.
- [96] S.I. Ziegler *et al.* A prototype high-resolution animal positron tomograph with avalanche photodiode arrays and LSO crystals. *Eur. J. Nucl. Med.*, 28 :136–143, 2001.

- [97] D.P. McElroy and W. Pimpl and B.J. Pichler and M. Rafecas and T. Schüller and S.I. Ziegler. Characterization and readout of MADPET-II detector modules : validation of a unique design concept for high resolution small animal PET. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52 :199–204, 2005.
- [98] R. Lecomte, J. Cadorette, F. Bélanger, M.-A. Tétrault, N. Viscogliosi, M. Lepage, V. Selivanov, and R. Fontaine. Preliminary report on LabPET, a high-performance APD-based digital PET scanner for small animal imaging. *Conf. Rec. Euromedim 2006 : 1st European Conference on Molecular Imaging Technology*, 2006.
- [99] R. Fontaine, M.-A. Tétrault, F. Bélanger, N. Viscogliosi, P. Bérard, J. Cadorette, J.-D. Leroux, J.-B. Michaud, J.-F. Pratte, C. Pepin, S. Robert, and R. Lecomte. Preliminary results of a data acquisition sub-system for distributed, digital, computational, APD-Based, dual-modality PET/CT architecture for small animal imaging. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 5 :2785–2789, 2005.
- [100] P. Vaska *et al.* Initial performance of the RatCAP, a PET camera for conscious rat brain imaging. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 5 :3040–3044, 2005.
- [101] J.-B. Mosset, S. Saladino, J.-F. Loude, and C. Morel. Characterisation of arrays of avalanche photodiodes for small animal positron emission tomography. *Nucl. Instr. Meth. A*, 504 :325–330, 2003.
- [102] R. Farrell, K. Vanderpuye, L. Cirignano, M.R. Squillante, and G. Entine. Radiation detection performance of very high gain avalanche photodiodes. *Nucl. Instr. Meth. A*, 353 :176–179, 1994.
- [103] S.M. Sze and G. Gibbons. Effect of junction curvature on breakdown voltage in semiconductors. *Solid state electronics*, 9 :831, 1966.
- [104] R. Farrell, K. Shah, K. Vanderpuye, R. Grazioso, R. Myers, and G. Entine. APD arrays and large-area APDs via a new planar process. *Nucl. Instr. Meth. A*, 442 :171–178, 2000.
- [105] T.Y. Song, J.-B. Mosset, J.-F. Loude, Y. Choi, and C. Morel. Characterization of two deep-diffusion avalanche photodiode array prototypes with different optical coatings. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51 :2279–2283, 2004.
- [106] D. Clément, J.-F. Loude, and C. Morel. Measurement of the dynamic response of low-gain solid-state photodetector under weak pulse illumination. *Nucl. Instr. Meth. A*, 442 :378–383, 2000.
- [107] C.J. Sansonetti, M.L. Salit, and J. Reader. Wavelengths of spectral lines in mercury pencil lamps. *Applied optics*, 35 :74–77, 1996.
- [108] A. Karar and Y. Musienko. Characterization of avalanche photodiodes for calorimetry applications. *Nucl. Instr. Meth. A*, 428 :413–431, 1999.
- [109] J. Hilibrand and R.D. Gold. Determination of the impurity distribution in junction diodes from capacitance-voltage measurements. *RCA review*, pages 245–252, June 1960.
- [110] K. Deiters, Y. Musienko, S. Nicol, B. Patel, D. Renker, S. Reucroft, R. Rusack, T. Sakhelashvili, J. Swain, and P. Vikas. Properties of the most recent avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instr. Meth. A*, 442 :193–197, 2000.
- [111] R.J. McIntyre, P.P. Webb, and H. Dautet. A short-wavelength selective reach-through avalanche photodiode. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 :1341–1346, 1996.
- [112] G.E. Stillman and C.M. Wolfe. Avalanche photodiodes. *in Semiconductors and semi-metals, Academic Press, New York*, 12, Chap. 5 :326, 1977.

- [113] P.A. Wolff. Theory of electron multiplication in silicon and germanium. *Phys. Rev.*, 95 :1415–1420, 1954.
- [114] W.C. Dash and R. Newman. Intrinsic optical absorption in single-crystal germanium and silicon at 77 ° K and 300 ° K. *Phys. Rev.*, 99 :1151–1155, 1955.
- [115] Th. Kirn, D. Schmitz, J. Schwenke, Th. Flügel, D. Renker, and H.P. Wirtz. Wavelength dependence of avalanche photodiode (APD) parameters. *Nucl. Instr. Meth. A*, 387 :202–204, 1997.
- [116] K.M. Van Vliet, A. Friedmann, and L.C. Rucker. Theory of carrier multiplication and noise in avalanche devices - Part II : Two-carrier processes. *IEEE Trans. Electron Devices*, 26 :752–764, 1979.
- [117] M. Moszynski, M. Kapusta, D. Wolski, M. Szawlowski, and W. Klamra. Energy resolution of scintillation detectors readout with large area avalanche photodiodes and photomultipliers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45 :472–477, 1998.
- [118] B.J. Pichler, F. Bernecker, G. Böning, M. Rafecas, W. Pimpl, M. Schwaiger, E. Lorentz, and S.I. Ziegler. A 4 × 8 APD array, consisting of two monolithic silicon wafers, coupled to a 32-channel LSO matrix for high-resolution PET. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48 :1391–1396, 2001.
- [119] R. Fontaine, F. Bélanger, N. Viscogliosi, H. Semmaoui, M.-A. Tétrault, J.-B. Michaud, C. Pepin, J. Cadorette, and R. Lecomte. The architecture of the LabPET, a small animal APD-based digital PET scanner. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 5 :2785–2789, 2005.
- [120] A. Fremout, R. Chen, P. Bruyndonckx, and S. Tavernier. Study of a PET detector module with LSO scintillation crystals and an APD array. *Conf. Rec. IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 3 :21/3–21/7, 2000.

Glossaire des abréviations

ADC	Convertisseur analogique digital
AOT	Amplificateur opérationnel de transconductance
APD	Photodiode à avalanche
BGO	Germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)
CAMAC	<i>Computer Automated Measurement And Control</i>
CERN	Centre européen pour la recherche nucléaire
CCC	Collaboration Crystal Clear
CdTe	Tellurure de cadmium
CdZnTe	Tellurure de zinc-cadmium
CFT	Déclencheur à fraction constante (<i>Constant fraction triggering</i>)
CTD	Convertisseur temps digital
ENC	Charge équivalente de bruit
FDG	F^{18} -Fluorodéoxyglucose
FIFO	<i>First In, First Out</i>
FPGA	Réseau de portes programmables in situ (<i>field-programmable gate array</i>)
FWHM	Largeur à mi-hauteur
FWTM	Largeur au dixième de la hauteur
FW20M	Largeur à 20% du maximum
FZJ	Centre de Recherche de Jülich (<i>Forschungszentrum Jülich</i>)
GATE	<i>Geant4 application for tomographic emission</i>
GR	Gène rapporteur
GSO	Oxyorthosilicate de gadolinium (Gd_2SiO_5)
IRM	Imagerie par résonance magnétique nucléaire
IRP	Infra-rouge proche
JFET	Transistor à effet de champ à jonction
LDR	Ligne de réponse
LE	Déclencheur sur le flanc de montée (<i>Leading edge</i>)
LED	Diode électroluminescente (<i>Light emitting diode</i>)
LGSO	Oxyorthosilicate de lutécium-gadolinium ($\text{Lu}_{1,8}\text{Gd}_{0,2}\text{SiO}_5$)
LSF	Fonction de dispersion d'une ligne de réponse
LSO	Oxyorthosilicate de lutécium (Lu_2SiO_5)
LY	<i>Light yield</i>

LuAP	Orthoaluminate de lutécium (LuAlO_3)
LuYAP	Orthoaluminate de lutécium et d'yttrium ($\text{Lu}_{1-x}\text{Y}_x\text{AlO}_3$)
LYSO	Oxyorthosilicate de lutécium et d'yttrium ($\text{Lu}_{1-x}\text{Y}_x\text{SiO}_5$)
MaPMT	Tube photomultiplicateur multianode
NaI	Iodure de sodium
Nd:YAG	Grenat d'aluminium yttrium dopé au néodyme ($\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)
NEC	Taux de coïncidences effectif (<i>Noise equivalent count rate</i>)
NIM	<i>Nuclear Instrumentation Module</i>
PC	<i>Personal computer</i>
PCI	<i>Peripheral Component Interconnect</i>
PD	Photodiode
Phoswich	Phosphor sandwich
PID	Régulateur Proportionnel Intégral Dérivé
PMT	Tube photomultiplicateur
POM	Polyoxyméthylène
PSPMT	Tube photomultiplicateur sensible à la position
Ps	Positronium
p-Ps	Etat de spin singulet du positronium (parapositronium)
o-Ps	Etat de spin triplet du positronium (orthopositronium)
PTFE	Polymère de tétrafluoroéthylène (Teflon)
PXI	<i>PCI eXtensions for Instrumentation</i>
QE	Efficacité quantique
TDM	Tomodensitométrie à rayons X
TEP	Tomographie par émission de positrons
UV	Ultra-violet
VIS	Lumière visible
ZC	Déclencheur sur le passage à zéro (<i>zero crossing</i>)

Jean-Baptiste Mosset

Laboratoire de Physique des Hautes Energies
Ecole polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)
CH-1015 Lausanne

Né le 22 octobre 1976 à Genève (Suisse)
De nationalité franco-suisse.

Etudes et titres

- 2000-2001* Brevet d'aptitude à l'enseignement secondaire
Séminaire pédagogique de l'enseignement secondaire de Lausanne
Discipline : physique et mathématiques
- 1994-2000* Diplôme d'ingénieur physicien EPFL
Développement d'un détecteur de particules MICROMEGAS
dans le cadre de l'expérience LHCb du CERN
- 1991-1994* Baccalauréat de type C (sciences physiques et mathématiques), Ferney-Voltaire

Expériences professionnelles

- 2001-2006* Assistant doctorant au Laboratoire de Physique des Hautes Energies
de l'EPFL
- Développement de détecteurs à scintillation pour les rayons γ utilisant des tubes photomultiplicateurs multianodes ou des matrices de photodiodes à avalanche
 - Caractérisation des performances d'un scanner TEP pour petits animaux
 - Utilisation de réseaux de neurones pour la reconnaissance de forme d'impulsion électriques
 - Caractérisation de matrices de photodiodes à avalanche
 - Assistanat pour les travaux pratiques de 3^{ème} et de 4^{ème} année de physique nucléaire
- 2000-2001* Professeur stagiaire en physique et en mathématiques au collège de Gland
- 1998* Stage au laboratoire de pollution atmosphérique de l'EPFL aboutissant à la conception d'un appareil de mesures atmosphériques (microLIDAR)