COLLEGE DOCTORAL PAYS DE LA LOIRE
ED MATIERE, MOLECULES MATERIAUX ET GEOSCIENCES

IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
MINES-TÉLÉCOM ATLANTIQUE BRETAGNE PAYS DE LA LOIRE –
IMT ATLANTIQUE

ECOLE DOCTORALE N° 596
Matière, Molécules, Matériaux et Géosciences
Spécialité : *Physique subatomique (nucléaire et des particules)*

Par

Julien PORTANGUEN

Vers une électronique embarquée pour la localisation et l'identification des particules à partir d'une surface pixellisée de scintillateurs par des photomultiplicateurs de silicium

Thèse présentée et soutenue au CEA Saclay, Gif-sur-Yvette, le 17 décembre 2025
Unités de recherche : CEA-List et SUBATECH UMR6457
Thèse N° 2025IMTA0498

Rapporteur·trice·s avant soutenance :

Nicoleta DINU-JAEGER	HDR, Ingénieure de recherche CNRS, Observatoire de la côte d'Azur
Ziad EL BITAR	HDR, Directeur de recherche CNRS, IPHC

Composition du Jury :

Président :	Nicolas GAC	HDR, Professeur des universités, Université Paris-Saclay
Rapportrice :	Nicoleta DINU-JAEGER	HDR, Ingénieure de recherche CNRS, Observatoire de la côte d'Azur
Rapporteur :	Ziad EL BITAR	HDR, Directeur de recherche CNRS, IPHC
Examinatrice :	Sara MARCATILI	HDR, Chargée de recherche CNRS, LPSC
Dir. de thèse :	Vincent METIVIER	HDR, Professeur, IMT Atlantique

Invités :

Gwenolé CORRE (co-encadrant)	PhD, Ingénieur chercheur, Université Paris-Saclay, CEA
Yoann MOLINE (co-encadrant)	PhD, Ingénieur chercheur, Université Paris-Saclay, CEA

Vers une électronique embarquée pour la localisation et l'identification des particules à partir d'une surface pixellisée de scintillateurs par des photomultiplicateurs de silicium © 2025 by Julien Portanguen is licensed under CC BY 4.0. To view a copy of this license, visit https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/

Remerciements

Ce travail a été rendu possible par la contribution de nombreuses personnes. La thèse m'a aussi fait vivre une formidable diversité de rencontres et c'est pourquoi je pense que toutes méritent d'être mentionnées ici.

Tout d'abord, j'aimerais remercier Nicoleta Dinu-Jaeger et Ziad El Bitar pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse. En tant qu'experts en instrumentation, vos retours sont primordiaux pour évaluer l'approche scientifique des travaux de la thèse et discuter des différentes perspectives. J'aimerais aussi remercier Nicolas Gac et Sara Marcatili pour avoir accepté le rôle d'examinateurs lors de la soutenance. Toutes vos expertises apportent sa dimension et une valeur supplémentaire à ce travail grâce aux commentaires, discussions et évaluations que vous pouvez formuler. Je remercie aussi Johann et Matthieu, pour avoir accepté de former mon CSI et avoir suivi mes travaux pour que la thèse se déroule au mieux.

Je tiens ensuite à remercier les personnes qui m'ont ouvert au monde de la recherche et qui m'ont donné une place au laboratoire. En premier lieu, pour l'accueil dans leur laboratoire, Frédérick pendant quelques mois puis Nicolas m'ont permis de prendre cette place un peu spéciale qu'ont les doctorants. Nicolas, tu m'as toujours soutenu quand il le fallait, j'ai beaucoup apprécié ton humanité, ton pragmatisme et ton ouverture mais aussi l'organisation de moments ensemble pour le laboratoire. Je remercie aussi mon directeur de thèse, Vincent, ainsi que mes encadrants, Clément, Gwenolé, et Yoann pour nos premiers échanges qui ont ensuite mené à mon arrivée, vous m'avez fait confiance et j'espère sincèrement avoir apporté ma brique à la vision scientifique que vous aviez pour nos travaux. Clément, je te remercie pour m'avoir accompagné pendant la première année, tu n'as pas compté le temps passé avec moi pour me faire plonger dans le monde de l'instrumentation. Ta passion est contagieuse et j'espère que nos chemins se croiseront à nouveau. Vincent, tu as toujours apporté un regard critique et bienveillant sur mes développements et tes avis m'ont permis de prendre du recul sur les travaux de la thèse. Tu étais toujours présent lors de mes voyages à Nantes et je te remercie pour ton accompagnement tout au long de la thèse. Gwen, j'aimerais te remercier pour ton implication et ton aide pour tous les travaux. J'ai beaucoup apprécié ta manière de me faire prendre du recul et de me faire réfléchir à de nouvelles pistes de recherche. Yoann, j'aimerais te remercier pour avoir toujours été là pour moi, notamment lorsque j'en ai eu le plus besoin. Tu n'as pas hésité à prendre le titre d'encadrant après avoir officieusement rempli ce rôle depuis le début et je t'en suis vraiment reconnaissant. Vous avez tous les deux été mes guides vers la réflexion scientifique et bien plus. Le premier entretien que nous avons fait ensemble m'a conduit vers un autre horizon mais je vous suis sincèrement reconnaissant de m'y avoir accompagné. Je n'oublie pas toutes ces heures passées ensemble à réfléchir ou à travailler sur les papiers, merci pour tout ce temps partagé.

Je vous remercie aussi pour tous les moments passés ensemble en dehors du labo et j'espère profondément que nous pourrons rester en contact par la suite.

J'aimerais aussi adresser un grand merci à tous les collègues, celles et ceux qui m'ont fait gagner un temps précieux par leurs expertises et leurs compétences. Victor, Wilfrid, Aly, Christophe, Jennifer, Jean-Michel, Camille, Romuald, Guillaume Be. et Guillaume D., Pauline, Hans, Baptiste, Alex, Mathieu A. et Mathieu T., Anne Catherine, Johann Pl. et Johann Pi., Dominique, Barnabé et Teano, vous m'avez tous accompagné à un moment (ou plusieurs) et cette thèse ne serait pas ce qu'elle a été sans votre soutien, vos conseils et votre bienveillance. Je savoure cette chance d'avoir travaillé dans un laboratoire où chacun est prêt à partager son temps pour apporter son aide et j'espère pouvoir appliquer cette philosophie tout au long de ma carrière.

Victor, je tiens particulièrement à te remercier, tu n'étais pas un de mes encadrants mais tu m'as accompagné comme si c'était le cas. Ton expertise expérimentale, ta patience et ta pédagogie ont été inestimables. J'ai beaucoup appris à tes côtés et je ne peux que souhaiter aux expérimentateurs débutants comme je l'ai été de rencontrer quelqu'un comme toi.

Jennifer, je voulais aussi te remercier pour le temps que tu as passé à m'aider et ta patience. Ta porte était toujours ouverte et j'espère que tu as conscience de toutes les montées de stress que tu m'as évitées grâce à ton efficacité. Je pense que le service a beaucoup de chance que tu en fasses partie !

Je remercie également les stagiaires qui ont pu partager pendant quelques temps les problématiques de mes travaux en plongeant dans l'instrumentation nucléaire avec des SiPM. Martial, puis Jules, j'espère avoir apporté quelques éléments à votre formation scientifique mais aussi personnelle. Vous m'avez fait confiance pour vous aider et avez tous les deux permis d'aller plus loin que prévu dans vos sujets respectifs.

Au-delà des travaux de la thèse, je suis ravi d'avoir pris une place dans ce laboratoire où j'ai rencontré une telle concentration de personnes extraordinaires. Ces années resteront parmi les plus marquantes de ma vie. J'aimerais remercier toutes les personnes qui m'ont permis de m'évader pendant quelques instants, que ce soit par une discussion ou plus longuement au cours de nos différentes activités ensemble. Je pense tout d'abord à mes prédécesseurs, les nombreux doctorants du laboratoire qui m'ont accompagné lors de mes débuts, Andréa, Aya, Kamel, Oumou, Oumaima, Nouhaïla, Sharvanee et Yaroslav. J'ai eu de nombreuses grandes sœurs qui ont pris soin de moi au laboratoire. Aya, Oumaima, Oumou et Nouhaïla, merci pour votre bienveillance, j'ai beaucoup aimé apprendre à vos côtés et j'espère que nous aurons l'occasion de nous recroiser. Andréa, tu as été un modèle pour moi au laboratoire. J'espère avoir pris au moins un fragment de ton caractère car je sais qu'il pourrait m'emmener au bout du monde (pour nager avec des lamantins par exemple) ! Tu as toujours été là pour m'apporter ton aide et ce fut donc un plaisir de t'accompagner pour la mise en place des mardi-jeux, qui je l'espère, nous survivront. Je pense aussi à toutes celles et ceux avec qui j'ai pu parler de tout et de rien au laboratoire, Aude, Aurélie, Aurore, Céline, Chrystèle, David, Emmanuel, François, Guillaume A. et Guillaume Bo., Isabelle, Karmel, Marine, Maugan, Michal, Sirine, Vincent et évidemment toutes celles et ceux mentionnés dans ces remerciements. Merci de faire du laboratoire un lieu de travail profondément humain.

Je tiens évidemment à remercier mes compagnons de route. Julien, même premier jour et même bureau, nous avons découvert les mêmes déboires et les mêmes joies lors de nos thèses. J'ai découvert une personne exceptionnelle de l'autre côté de l'écran et j'espère que ton futur parcours de vie croisera le mien ! Luna, tu es la prochaine à y passer mais nous savons tous que tu vas assurer. Merci pour tous ces moments (et ce stress) partagés que je ne peux malheureusement pas énumérer ici pour ne pas concurrencer le manuscrit, alors que j'en ai peut-être même oubliés. On se retrouve sur DRG ou ailleurs et tu auras évidemment ta revanche au mini-golf.

J'aimerais enfin remercier celles et ceux qui ont déjà bien pris le relais, Giulia, Guillaume et Johann. Merci pour tout ce que vous m'avez déjà appris, je suis certain que vos thèses seront magnifiques !

Merci à toutes les personnes qui ont fait du laboratoire un endroit qui me donnait tout simplement envie de vous voir tous les jours. Pauline, merci pour ta bonne humeur, mais aussi ta maladresse qui nous a quand même fait beaucoup rire. Merci pour tes fantastiques recettes et notamment ces sushis qui resteront gravés dans ma mémoire, mais aussi pour les nombreuses heures passés ensemble sur des jeux de société. Évidemment, si tu as besoin d'un supporter pour ta prochaine course, je serai là ! Quentin, merci pour tous nos moments passés ensemble, notamment le premier semi que j'ai fait à tes côtés ! Grâce à toi, ma thèse était déjà une réussite au moment où je t'avais battu à Smash Bros, car ça pour moi, ça veut dire beaucoup. J'espère que tu pourras aller là où il te plaira avec ta deuxième vie d'artiste que je continuerai à suivre avec attention ! Christophe, je nous souhaite déjà d'aller au bout de tous les projets que nous nous sommes fixés ! Je te remercie pour ton altruisme, ton empathie et ton soutien en toutes circonstances mais aussi pour les parties d'échecs qui nous changeaient les idées. J'espère de tout cœur que nous pourrons continuer nos activités de geek par la suite, comme aime à les appeler Diane ! Barnabé, je te remercie pour ta curiosité qui m'a souvent aidé à prendre mes propres travaux sous un nouvel angle mais aussi pour ta bonne humeur et ton humour. Et même si tes mains sont rarement douces à cause de tes acrobaties, nous savons tous que tu l'es profondément. Aymen, je te remercie pour toutes ces journées passées ensemble au bureau, merci pour toutes nos discussions, je ne te promets pas qu'on se croisera à la salle mais peut-être sur un terrain de city !

Je ne pouvais pas écrire ces remerciements sans mentionner notre équipe victorieuse lors de la course du CEA. Cette institution du centre et toutes les activités qui en ont découlé ont été formidables à vos côtés : Alex, Alice, Christophe, Dja, Gabriel, Luna, Mathieu A., Mathieu T. et Pauline. Nos sorties course ont rassemblé d'autres courageux et courageuses, Camille, Guillaume D. et Teano. Tous ces moments resteront de merveilleux souvenirs pour moi.

Merci à toutes les personnes que j'ai citées et d'autres qui se reconnaitront ici pour toutes les aventures qui ont eu lieu en dehors des grilles. J'étais entouré de collègues toujours bienveillants mais je me suis aussi fait plusieurs amis que ce soit avec le *tea gang*, au billard, au cinéma, au bar et au restaurant, pour la course mythique du CEA, lors des matchs de foot ou de basket, à l'escalade, durant la course à pied, au barbecue chez Guillaume, à Magic ou même pendant les duels fratricides d'EVA. A toutes les personnes que j'ai pu rencontrer au laboratoire, je vous souhaite bon vent à toutes et à tous et espère sincèrement qu'il nous poussera à nous recroiser.

Je tiens à remercier les agents de l'ombre, celles et ceux qui n'étaient pas impliqués directement

dans mes travaux mais qui m'ont fourni leur soutien moral et émotionnel. Je pense aux « relous » qui se reconnaîtront ! Nous avons réussi à nous revoir régulièrement depuis la prépa et ces retrouvailles sont toujours des moments qui permettent de sortir la tête de l'eau. Je pense aussi à Tom qui se reconnaitra aussi dans cette description ! Laurence, Xavier et Adèle, merci pour le temps partagé à la maison, c'est-à-dire de retour en Bretagne pour mon plus grand plaisir. Merci pour votre bienveillance et votre générosité. J'aimerais aussi remercier mes parents, Nathalie et Nicolas, mon frère, Romain et Mahaut pour m'avoir toujours aidé lorsque j'en avais besoin, que ce soit pour les déménagements, les petites (et grosses) galères ou pour nos instants plus joyeux en vacances ou week-end, qui m'ont permis au moins quelques temps d'oublier ce qu'était le travail d'une thèse.

Après avoir avoir vu le bout de la prépa, de l'école d'ingénieurs et maintenant de la thèse ensemble, j'ai l'impression que la suite ne sera que réjouissances avec toi, Elen. Ta soutenance est très proche au moment où j'écris ces lignes mais je suis persuadé que tu auras été parfaite une nouvelle fois ! Merci de sublimer ma vie et durant cette période, merci d'avoir été cette étoile dans le ciel bien opaque d'ici, lorsque nous rentrions chacun des soirées au laboratoire. Merci pour ta délicatesse, ta prévenance et pour tous nos moments partagés, passés et à venir car j'espère de tout cœur pouvoir continuer nos aventures ensemble après celle bien difficile que fut la thèse.

Table des matières

Glossaire **xi**

Table des figures **xvii**

Liste des tableaux **xx**

Introduction générale **1**

1 Une introduction à la photodétection associée à la scintillation **5**
1.1 Introduction . . . 5
1.2 La radioactivité et sa mesure . . . 7
1.2.1 Physique des rayonnements ionisants . . . 7
1.2.2 Rayonnements ionisants usuels . . . 9
1.2.3 Exemples de domaines d'application de l'instrumentation nucléaire . . . 15
1.3 Mesures et principes de fonctionnement de l'instrumentation nucléaire . . . 17
1.3.1 Modes de détection . . . 18
1.3.2 Mesures de comptage . . . 19
1.3.3 Mesures d'énergie . . . 21
1.3.4 Mesures de localisation . . . 22
1.3.5 Mesures temporelles . . . 22
1.3.6 Discrimination de particules . . . 23
1.4 Principales technologies de détection . . . 24
1.4.1 Capteurs gazeux . . . 24
1.4.2 Détecteurs semi-conducteurs . . . 25
1.4.3 Scintillateurs . . . 26
1.5 La photodétection pour la scintillation . . . 29
1.5.1 PMT . . . 29
1.5.2 Photodiodes et physique du SiPM . . . 32
1.5.3 Comparaison des technologies . . . 37

2 Électronique pour l'instrumentation des SiPM, un état de l'art **41**
2.1 Traitement d'impulsions générées par un SiPM . . . 43
2.2 Localisation par le multiplexage . . . 44
2.3 ASIC pour la lecture des signaux SiPM . . . 49
2.3.1 ASIC pour la calorimétrie avec des SiPM . . . 50

2.3.2 ASIC pour la datation avec des SiPM, exemple de la tomographie à émission de positons . . . 54
2.3.3 ASIC pour d'autres domaines d'applications . . . 58
2.4 Techniques de discrimination de particules . . . 59
2.4.1 Mesure de temps de vol . . . 60
2.4.2 Méthodes de discrimination par mesure de forme d'impulsion . . . 61
2.5 État de l'art des chaînes d'acquisition pour la discrimination avec des SiPM en scintillation plastique . . . 66
2.6 Modèles de simulation de PMT et SiPM . . . 74
2.6.1 Modèles de simulation PMT . . . 74
2.6.2 Modèle de simulation SiPM . . . 78

3 Simulation des photo-détecteurs pour la discrimination de particules 87
3.1 Un modèle de simulation physique pour PMT . . . 88
3.1.1 Modélisation par un temps de parcours global . . . 89
3.1.2 Modélisation de la photocathode . . . 90
3.1.3 Modélisation de la génération des électrons secondaires sur les dynodes . . . 92
3.1.4 Ajout d'une modélisation du temps de vol inter-dynode . . . 93
3.1.5 Modélisation réaliste du champ électrique . . . 98
3.2 Génération de modèles de simulation SPICE de SiPM . . . 101
3.2.1 Modèle SPICE de la micro-cellule . . . 101
3.2.2 Extension du modèle de la micro-cellule pour des déclenchements non simultanés . . . 103
3.3 Récupération de données d'entrée : modéliser les photons de scintillation . . . 104
3.3.1 Utilisation des données constructeur . . . 104
3.3.2 Caractérisation d'un scintillateur EJ-276D . . . 107
3.3.3 Modèle de simulation du scintillateur : géométrie et interfaces . . . 116

4 Apport de l'amplification pour l'identification de particules par des SiPM 125
4.1 Solutions d'amplification pour signaux SiPM dans la littérature . . . 126
4.1.1 Références du commerce considérées dans l'étude . . . 126
4.1.2 Architectures d'amplification . . . 126
4.2 Simulation des architectures d'amplification couplées au modèle SPICE de SiPM 130
4.3 Conception de circuits imprimés pour l'évaluation expérimentale des amplificateurs 134
4.3.1 Choix de conception et fabrication . . . 135
4.3.2 Validation . . . 136
4.4 Mesures de scintillation avec amplification pour la discrimination de particules . . . 140
4.4.1 Réalisation du bloc de détection . . . 140
4.4.2 Configuration des cartes . . . 141
4.4.3 Mise en place du banc expérimental . . . 142
4.4.4 Méthode de discrimination . . . 142
4.4.5 Résultats . . . 145
4.4.6 Conclusion de l'étude . . . 149

5 Exploitation de la sortie découplée de SiPM pour la scintillation 153
5.1 Utilisation de la sortie découplée des SiPM pour la scintillation plastique dans la littérature . . . 155

5.1.1 Collecte de charge sur la sortie découplée 156
5.1.2 Discrimination de particules sur la sortie découplée 156
5.2 Conception d'une carte électronique dédiée 157
5.3 Mesures de spectrométrie avec la sortie découplée 159
5.4 Mesures pour la discrimination de particules hors-ligne avec la sortie découplée . 163
5.5 Conception d'un TDC sur FPGA depuis une mesure de ToT sur la sortie découplée177

Conclusion **183**

Discussion et perspectives **187**

Annexes **191**

Bibliographie **213**

Bibliographie personnelle **247**

Glossaire

α : rayonnement mettant en jeu un noyau d'hélium ${}^4_2He$.

β : rayonnement mettant en jeu un électron ($\beta-$) ou un positon ($\beta+$).

γ/X : rayonnement mettant en jeu un photon à l'origine nucléaire (γ) ou électronique (X).

${}^A_ZX$: Espèce atomique X, de numéro atomique Z et de nombre de masse A.

ASIC : Circuit intégré à application spécifique, *Application Specific Integrated Circuit*.

CAN : Convertisseur Analogique-Numérique.

CCM : Méthode de comparaison des charges, *Charge Comparison Method*.

CEA : Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives [1].

CERN : Organisation européenne pour la recherche nucléaire (historiquement : Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) [2].

CFD : Comparaison à fraction constante, *Constant Fraction Discriminator*.

CNN : Réseau de neurones convolutifs, *Convolutional Neural Network*.

CSA : Amplificateur de charge, *Charge-Sensitive Amplifier*.

CTR : Résolution du temps de coïncidence, *Coincidence Time Resolution*.

DPC : Circuit de positionnement discrétisé, *Discretized Positioning Circuit*.

FWHM : Largeur à mi-hauteur, *Full Width Half Maximum*.

FoM : Figure de mérite, *Figure of Merit*.

ITER : Réacteur thermonucléaire expérimental international, *International Thermonuclear Experimental Reactor*.

LHC : Grand collisionneur hadronique, *Large Hadronic Collider*.

LSB : Bit de poids faible, *Least Significant Bit*.

LVDS : Transmission différentielle basse tension, *Low-Voltage Differential Signaling*.

PDE : Efficacité de photodétection, *Photo-Detection Efficiency*.

PET (TEP) : Tomographie à émission de positons, *Positron-Emission Tomography*.

PMT : Tube photomultiplicateur, *PhotoMultiplier Tube*.

PSD : Discrimination par forme d'impulsion, *Pulse Shape Discrimination*.

QDC : Convertisseur charge à numérique, *Charge-to-Digital Converter*.

RMS : Moyenne quadratique, *Root Mean Square*.

SCA : Réseaux de condensateurs commutés, *Switched Capacitor Arrays*.

SDC : Division de charges symétrique, *Symmetric Charge Division*.

SNR : Rapport signal à bruit, *Signal Noise Ratio*.

SPAD : Photodiode à avalanche monophotonique, *Single-Photon Avalanche Photodiode*.

SiPM : Photomultiplicateur silicium, *Silicon PhotoMuliplier*.

SPICE : Programme de simulation spécialisé dans les circuits intégrés, *Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*.

TDC : Convertisseur temporel à numérique, *Time-to-Digital Converter*.

TIA : Amplificateur à transimpédance, *Trans-Impedance Amplifier*.

ToA : Temps d'arrivée, *Time-of-Arrival*.

ToF : (Mesure de) Temps de vol, *Time-of-Flight*.

ToT : Temps sur seuil, *Time-over-Threshold*.

VA : Amplificateur de tension, *Voltage Amplifier*.

VNA : Analyseur de réseau vectoriel, *Vector Network Analyzer*.

Table des figures

1.1 Schéma de désintégration du césium 137 . . . 9
1.2 *Bremsstrahlung*, ou rayonnement de freinage . . . 11
1.3 Annihilation électron-positon . . . 12
1.4 Diffusion Compton . . . 13
1.5 Les différents processus d'interaction des photons avec la matière . . . 14
1.6 Dosimètre passif CEA . . . 16
1.7 Principe de fonctionnement de la tomographie à émission de positons (PET) . . . 17
1.8 Exemple de train d'impulsions observable en instrumentation nucléaire . . . 18
1.9 Exemple d'impulsion avec valeur de déclenchement sur seuil . . . 20
1.10 Exemples d'impulsions avec empilement . . . 20
1.11 Spectre en énergies de césium 137 . . . 21
1.12 Nanopix et Nanopix3 . . . 22
1.13 Images visible et γ réalisées par l'imageur Nanopix3 . . . 23
1.14 Zones de détection typiques utilisées au CERN . . . 24
1.15 Principe de fonctionnement d'une détection par scintillation . . . 26
1.16 Diagramme de Perrin-Jablonski . . . 29
1.17 Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur . . . 30
1.18 Micro-cellule composée d'une photodiode et de sa résistance de *quenching* . . . 35
1.19 Impulsion schématique en sortie de SiPM . . . 36

2.1 Synoptique d'une chaîne d'instrumentation pour la scintillation . . . 43
2.2 Principe de la distribution de charge pour le multiplexage de SiPM . . . 46
2.3 Schéma de multiplexage en *Discretized Positioning Circuit* . . . 46
2.4 Schéma de multiplexage en *row-column* . . . 47
2.5 Schéma de multiplexage en *Symmetric Charge Division* . . . 48
2.6 Schéma de l'architecture de l'ASIC EASIROC . . . 51
2.7 Chronogrammes simplifiés d'impulsions mesurées sur deux voies, considérées en coïncidence . . . 55
2.8 Empilement des scintillateurs formant le phoswich d'Omniscinti . . . 60
2.9 Schéma d'une mesure par temps de vol (ToF) . . . 61
2.10 Illustration schématique d'une discrimination par PSD . . . 62
2.11 Illustration schématique d'une intégration pour une CCM . . . 63
2.12 Illustration schématique d'un histogramme des ratios d'intégrales pour une discrimination par CCM . . . 64
2.13 Synoptique d'une chaîne d'instrumentation pour la scintillation avec les différents paramètres influençant la mesure de discrimination . . . 67

2.14 Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur 75
2.15 Modèle géométrique de PMT réalisé sous FreeCAD utilisé par Martin et al. . . . 77
2.16 Modèle géométrique de PMT réalisé sous Geant4 utilisé par Wang et al. 78
2.17 Champs électriques dans une cellule de SiPM à enrichissement de type p 79
2.18 Modèle électrique équivalent de SiPM de Corsi et al. 79
2.19 Modèle électrique équivalent de SiPM de Marano et al. 81

3.1 Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur 89
3.2 Nombre de charges élémentaires générées en sortie du PMT en fonction du temps avec un modèle gaussien pour modéliser l'ensemble du PMT 90
3.3 Densité de probabilté utilisée pour le temps de génération du photoélectron suite à l'impact d'un photon sur la photocathode 91
3.4 Représentation schématique de la modélisation de la photocathode lors de l'arrivée d'un photon de scintillation 92
3.5 Film radiochromique obtenu par absorption de rayons X sur le PMT, orientation orthogonale aux dynodes 95
3.6 Film radiochromique obtenu par absorption de rayons X sur le PMT, orientation parallèle aux dynodes 95
3.7 Nombre de charges élémentaires générées en sortie du PMT en fonction du temps avec des modèles gaussiens et exponentielles pour modéliser le comportement des dynodes du PMT 98
3.8 Vue en coupe du scanner du PMT 99
3.9 Extraction au format STL du pont de dynodes du PMT en 3D à partir du scanner et de la segmentation avec *3D Slicer* 99
3.10 Coupe de la reconstruction 3D utilisée dans la suite de l'étude 99
3.11 Segmentation par *Scikit image* des différents éléments du pont de dynodes . . . 100
3.12 Carte des potentiels électriques à l'intérieur du PMT obtenue par méthode de relaxation 100
3.13 Schéma électrique équivalent d'une photodiode utilisé pour le modèle du SiPM . 102
3.14 Exemple d'impulsion en tension générée en sortie du modèle SiPM 104
3.15 Décroissances lumineuses des scintillateurs EJ-276D d'Eljen (normalisation par amplitude) 106
3.16 Décroissances lumineuses des scintillateurs EJ-276D d'Eljen (normalisation par intégrale) 106
3.17 Modélisation des impacts photoniques selon la fiche technique du scintillateur EJ-276D d'Eljen 107
3.18 Décroissances lumineuses des scintillateurs EJ-276D d'Eljen décrites par Grodzicka et al. 108
3.19 Photo du banc utilisé pour la caractérisation du scintillateur EJ-276D 109
3.20 Exemple d'impulsion césium 137 (γ) acquise avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 110
3.21 Impulsion moyenne des rayonnements γ du césium 137 acquise avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 111
3.22 Principe de la comparaison de charge réalisée sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 112

3.23 Intégration de la queue du signal (Q_{tail}) par rapport à la charge totale (Q_{tail}) réalisée sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 . . . 113
3.24 Histogramme du *TTT-ratio* sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 . . . 114
3.25 Bornes du *TTT-ratio* choisies sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 . . . 114
3.26 Impulsions moyennes des rayonnements γ et neutron du californium 252 acquises avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 . . . 115
3.27 Positions des photons de scintillation sur le SiPM obtenues par simulation Geant4 pour un évènement neutron . . . 117
3.28 Nombre de micro-cellules des SiPM déclenchées suite à la simulation Geant4 d'un évènement neutron et le traitement en Python des évènements photoniques . . . 119
3.29 Nombre d'avalanches déclenchées dans le SiPM au cours du temps suite à la simulation Geant4 d'un évènement neutron et le traitement en Python des évènements photoniques . . . 119
3.30 Impulsion en tension générée en sortie du modèle SPICE de SiPM suite à la simulation Geant4 . . . 120
3.31 Nombre d'électrons collectés au cours du temps sur l'anode du PMT suite à la simulation Geant4 . . . 120

4.1 Architectures d'amplification utilisées avec des SiPM . . . 127
4.2 Distribution temporelle utilisée comme temps de détection des photons sur le SiPM . . . 131
4.3 Schéma électrique de l'amplificateur de tension avec la référence ADA4899 modélisé pour la simulation de l'amplification du signal SiPM . . . 132
4.4 Comparaison des simulations SPICE de l'évolution temporelle de la tension en sortie des montages, avec et sans amplificateur de tension . . . 133
4.5 Schéma électrique de l'amplificateur transimpédance avec la référence ADA4899 modélisé pour la simulation de l'amplification du signal SiPM . . . 134
4.6 Comparaison des simulations SPICE de l'évolution temporelle de la tension en sortie des montages, avec et sans amplificateur transimpédance . . . 134
4.7 Schéma électrique de la carte d'amplification réalisée pour SiPM J-60035 . . . 136
4.8 Placement et routage de la carte d'amplification réalisée pour SiPM J-60035 . . . 136
4.9 Carte d'amplification utilisée pour recevoir les différents montages . . . 137
4.10 Réponses fréquentielles en gain obtenues expérimentalement avec le VNA pour l'AD8014 sur la carte d'amplification . . . 138
4.11 Réponses fréquentielles en gain obtenues expérimentalement avec le VNA pour l'AD8065 sur la carte d'amplification . . . 138
4.12 Réponses fréquentielles en gain obtenues expérimentalement avec le VNA pour l'ADA4899 sur la carte d'amplification . . . 139
4.13 Bloc détecteur et carte d'amplification utilisés pour les expériences . . . 141
4.14 Spectre en énergie pour la définition des bornes . . . 143
4.15 Diagramme bidimensionnel avec définition des bornes en énergie pour calcul de la FoM . . . 143
4.16 Exemple d'histogramme du ratio TTT avec contribution neutron et γ . . . 144

4.17 FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'acquisition de référence . . . 146
4.18 FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'amplification en tension (AD8014) . . . 146
4.19 FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'amplification en tension (AD8014) . . . 147
4.20 FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'amplification en tension (ADA4899) . . . 147
4.21 Exemples d'impulsions obtenues avec le montage à amplification de tension et à transimpédance . . . 149

5.1 Schémas d'une photodiode offrant une sortie découplée . . . 154
5.2 Schéma électrique équivalent d'une photodiode faisant apparaître la sortie découplée . . . 154
5.3 Comparaison d'une simulation SPICE d'impulsion sur l'anode et sur la sortie découplée . . . 155
5.4 Schéma de la carte électronique pour l'exploitation de la sortie découplée . . . 158
5.5 Vue de la couche supérieure de la carte électronique pour l'exploitation de la sortie découplée . . . 158
5.6 Exemple d'impulsions enregistrées sur la voie découplée et celle de l'anode . . . 159
5.7 Histogramme de la mesure du bruit sur la voie d'acquisition du signal découplé . 161
5.8 Histogramme de la mesure du bruit sur la voie d'acquisition du signal de l'anode 161
5.9 Amplitude du minimum en fonction du maximum des impulsions collectées sur la sortie découplée . . . 162
5.10 Amplitude des impulsions collectées sur l'anode en fonction de celles sur la sortie découplée . . . 162
5.11 Intégrales des impulsions collectées sur l'anode en fonction de celles sur la sortie découplée . . . 163
5.12 Spectres en amplitudes d'une source ^{252}Cf à partir des impulsions découplées et celles collectées sur l'anode . . . 164
5.13 Spectres en intégrales d'une source ^{252}Cf à partir des impulsions découplées et celles collectées sur l'anode . . . 165
5.14 Diagramme bidimensionnel obtenu sur la sortie anode de la carte dédiée à la lecture de la voie découplée . . . 166
5.15 Diagramme bidimensionnel du ratio TTT en fonction de l'intégrale totale, obtenu sur la sortie découplée . . . 167
5.16 Diagramme bidimensionnel du temps moyen en fonction de l'amplitude positive, obtenu sur la sortie découplée . . . 168
5.17 Diagramme des variances expliquées selon la composante de l'ACP pour les mesures des signaux de la sortie découplée . . . 169
5.18 Premier plan factoriel de l'ACP pour les mesures des signaux de la sortie découplée 169
5.19 Exemple d'impulsion enregistrée sur la voie découplée puis filtrée sur différentes fenêtres . . . 171
5.20 Évolution de la perte et de la précision sur les données d'entraînement et de validation pour le CNN . . . 172

5.21 Exemple d'impulsion indéfinie correctement classée par le CNN superposée à la carte de chaleur des zones exploitées pour la classification 176
5.22 Exemple d'impulsion γ correctement classée par le CNN superposée à la carte de chaleur des zones exploitées pour la classification 176
5.23 Schéma du comparateur à hystérésis pour une mesure de ToT sur la sortie découplée 178
5.24 Impulsion découplée et tensions de sorties obtenues avec le comparateur à hystérésis pour une mesure de ToT 178
5.25 Impulsions découplées simulées en fonction de la résistance de lecture 179
5.26 Schéma du principe de l'architecture TDC 179
5.27 Chronogramme simulé des signaux du TDC 180
A.1 Architecture d'amplificateur de charge 192
A.2 Tracé des temps de passage à zéro en fonction des temps moyens du signal initial 195
A.3 Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal initial 195
A.4 Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal initial 196
A.5 Tracé des temps de passage à zéro en fonction des temps moyens du signal en valeur absolue 197
A.6 Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal en valeur absolue . . 197
A.7 Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal en valeur absolue . 198
A.8 Tracé des temps de passage à zéro en fonction des temps moyens du signal filtré 199
A.9 Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal filtré 199
A.10 Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal filtré et en valeur absolue 200
A.11 Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal filtré 200
A.12 Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal filtré et en valeur absolue 201

Liste des tableaux

1.1 Temps de demi-vie pour quelques exemples de radionucléides 8

2.1 ASIC pour la calorimétrie 53
2.2 ASIC pour la TEP 57
2.3 Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scintillation - 1 70
2.4 Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scintillation - 2 71
2.5 Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scintillation - 3 72
2.6 Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scintillation - 4 73

3.1 Rapports des tensions entre les éléments internes du PMT R7724 et la tension de polarisation totale 94
3.2 Distances entre les éléments internes du PMT R7724, obtenues à partir du film radiochromique 96
3.3 Champs calculés entre les éléments internes du PMT R7724 pour une polarisation de 1600 V 96
3.4 Temps de vol moyens calculés entre les éléments internes du PMT R7724 pour une polarisation de 1600 V 96
3.5 Lois de distribution pour les temps de vol entre les éléments internes du PMT R7724 pour une polarisation de 1600 V 97
3.6 Valeurs obtenues par Grodzicka et al. [277] pour la caractérisation de l'impulsion lumineuse de l'EJ276 107
3.7 Paramètres de l'acquisition pour la caractérisation du scintillateur EJ-276D . . . 110
3.8 Paramètres déterminés par la fonction `lmfit` pour les signaux moyens γ et neutron du ^{252}Cf. 115

4.1 Caractéristiques des amplificateurs choisis pour l'amplification de signaux SiPM 127
4.2 Bandes passantes des montages amplificateurs obtenues en simulation 130
4.3 Résultats de simulation SPICE des montages amplificateurs 133
4.4 Gains basses fréquences expérimentaux des montages amplificateurs de tension et transimpédance obtenus au VNA 140
4.5 Résultats expérimentaux de l'impact de l'amplification sur la FoM 148

5.1 Architecture détaillée du CNN utilisé pour la discrimination de particules sur la sortie découplée 170
5.2 Matrice de confusion suite au traitement des impulsions non filtrées par le CNN 173
5.3 Matrice de confusion suite au traitement des impulsions filtrées (n=5) par le CNN 173

5.4 Matrice de confusion suite au traitement des impulsions filtrées (n=20) par le CNN 173
5.5 Matrice de confusion suite au traitement des impulsions filtrées (n=100) par le CNN 173
5.6 Matrice de confusion suite au traitement des impulsions non filtrées et filtrées (n=1, 5, 20 et 100) par le CNN 174
5.7 Matrice de confusion suite au traitement des impulsions non filtrées et filtrées (n=1, 5, 20 et 100) par le CNN avec 300 époques supplémentaires 174
5.8 Scores F1 obtenus à partir des matrices de confusion des réseaux CNN 174

Introduction générale

Le domaine de l'instrumentation nucléaire couvre un large éventail d'applications dans des domaines variés. Pour la sûreté, elle permet par exemple de protéger les travailleurs du nucléaire ou encore d'éviter des contaminations radioactives ou de surveiller les déchets. Dans le domaine médical, l'instrumentation nucléaire permet de réaliser des images des organes internes avec la radiographie ou la tomographie par émission de positons, par exemple, mais aussi de traiter des tumeurs par radiothérapie. Dans le cadre d'expériences scientifiques, avec les détecteurs du CERN ou encore des télescopes, l'observation des rayonnements permet de mieux comprendre les fondements de la matière et de l'Univers. De plus, la sécurité et la non-prolifération nucléaire peuvent aussi bénéficier du contrôle des matières radioactives le long des frontières terrestres ou maritimes. D'une manière générale, en interagissant avec des êtres vivants, les rayonnements peuvent être source de dommages sur les tissus organiques. Les effets peuvent être déterministes et immédiats, comme une brûlure, suite à une forte exposition, mais aussi stochastiques et à long terme dans le cas de faibles doses. Ces dernières peuvent notamment détériorer les brins d'ADN et engendrer des conséquences plusieurs années plus tard, tels que des cancers. Ces considérations fondent le domaine de la radioprotection, primordiale pour la sûreté des travailleurs du nucléaire ou du domaine médical. Dans tous ces exemples, l'instrumentation repose sur l'interaction des rayonnements avec la matière, il s'agit dans ces applications d'une mesure de rayonnements dits ionisants.

Un rayonnement ionisant définit une particule ou un photon, possédant une énergie suffisante pour arracher un ou plusieurs électrons aux atomes qu'il traverse. L'ionisation nécessite que la particule dépose toute ou une partie de son énergie dans le milieu traversé. Les modes de désintégration radioactive peuvent être à l'origine de la production de différents rayonnements ionisants : α, β, X et γ ainsi que des neutrons. Chaque type de rayonnement présente des interactions avec la matière différentes. La détection et la mesure des rayonnements reposent sur un dépôt d'énergie dans le capteur. En ionisant la matière, des charges électriques sont créées et peuvent être collectées pour former un signal électrique. Plusieurs types de détecteurs exploitent ce phénomène, notamment les détecteurs gazeux et les détecteurs semi-conducteurs. D'autres technologies s'appuient pour leur part sur la conversion des charges créées en photons visibles, c'est le cas des scintillateurs. Cette diversité de capteurs permet de répondre à des cas d'usages multiples et offre des compromis différents, tant sur les types de rayonnements à mesurer, que sur leur facilité de mise en œuvre ou leur coût.

Cette thèse repose sur l'utilisation de scintillateurs et en particulier de scintillateurs plastiques. En effet, ils rendent possible la détection de l'ensemble des rayonnements ionisants (α, β, photons et neutrons) en permettant de réaliser toutes les mesures de l'instrumentation nucléaire. Il

est ainsi possible de mesurer : le nombre d'interactions, on parle de comptage ; l'énergie déposée par le rayonnement ionisant, on parle de spectrométrie ; le type du rayonnement, on parle de discrimination ou encore son temps d'arrivée. Si d'autres capteurs sont plus performants individuellement, notamment pour la spectrométrie, les scintillateurs plastiques sont peu coûteux, non toxiques, et ils peuvent être fabriqués en grand volume (plusieurs dizaine de litres) et dans toutes les formes. Ainsi ils sont plus polyvalents et appréciés pour la conception de systèmes portables. Cependant, les charges électriques générées par les scintillateurs ne peuvent pas être collectées directement. Les charges générées sont recombinées dans le scintillateur et produisent des photons visibles, des photons de scintillation. Pour les observer, la chaîne de détection doit donc être munie d'un photodétecteur. Le rôle du photodétecteur est de convertir les photons de scintillation en courant. Pour une interaction individuelle, le signal ainsi créé est appelé impulsion.

Historiquement, les photodétecteurs utilisés pour la scintillation sont les tubes photomultiplicateurs (PMT). Depuis une dizaine d'années, il existe aussi des photodétecteurs solides pour la scintillation : des matrices de photodiodes à avalanche, appelées photomultiplicateurs silicium (SiPM). Les PMT, à ce jour, donnent de meilleurs résultats pour les différentes mesures. Cependant, les SiPM présentent de nombreux avantages comme une immunité aux champs magnétiques, une meilleure efficacité de détection, et pour des systèmes portables, ils sont aussi plus solides et plus compacts (quelques millimètres d'épaisseur contre une à quelques dizaines de centimètres pour les PMT). Toutefois, les SiPM présentent des défauts. Les impulsions utiles générées durent plus longtemps que celles des PMT, ce qui peut amener les impulsions à s'empiler. Ils possèdent un gain sensible à la température et peuvent générer des impulsions dues au bruit thermique. Avec les chaînes d'acquisition actuelles, les mesures avec SiPM sont ainsi dégradées par rapport à l'utilisation de PMT pour certaines applications telles que : en spectrométrie, où l'on observe une dégradation de la résolution en énergie ; en discrimination de particules, où la séparation des différentes contributions est plus difficile ; et en comptage, qui peut être perturbé par l'empilement. Des travaux sont mis en œuvre pour qu'à terme, ces effets soient limités pour pouvoir utiliser des SiPM à la place des PMT.

Les SiPM peuvent donc être utilisés dans toutes les applications de l'instrumentation nucléaire, mais ils présentent des performances dégradées par rapport aux PMT dans la littérature. En scintillation, pour réaliser une discrimination neutron-γ, les solutions proposées dans la littérature utilisent des scintillateurs, des SiPM, des électroniques, des méthodes, et des conditions expérimentales qui diffèrent et rendent leurs comparaisons difficiles même en utilisant des métriques communes. Les SiPM permettent de concevoir des systèmes embarqués portables grâce à leur intégration réduite, mais aucun développement ne réunit à ce jour toutes les applications mentionnées précédemment. Enfin, la conception d'une architecture dédiée (ASIC) pourrait permettre de proposer une plate-forme généraliste de traitement pour SiPM. Cependant, cette conception reste coûteuse et non modulaire.

Pour répondre à ces problématiques, cette thèse se propose de lever différents verrous pour la conception d'une architecture électronique portable et générique pour la mesure de rayonnements ionisants par scintillation plastique en utilisant des SiPM. Cette architecture doit pouvoir permettre de dénombrer, mesurer l'énergie et discriminer les rayonnements ionisants (notamment neutron et γ), avec des performances se rapprochant de celles des PMT. La forme des impulsions doit donc être conservée, dans le cas contraire, la résolution en énergie serait

dégradée et la discrimination de particules deviendrait plus difficile. L'architecture doit aussi permettre de gérer un nombre variable de SiPM, notamment pour des applications de localisation. Enfin, l'architecture électronique doit être adaptée au traitement des impulsions de scintillateurs plastiques, en effet, ceux-ci génèrent des impulsions lumineuses à décroissance rapide. L'architecture doit donc permettre des mesures à haut taux de comptage pour bénéficier de cet atout des scintillateurs plastiques.

Le chapitre 1 présente les différentes notions de radioactivité nécessaire à la compréhension des différentes problématiques de la thèse. La radioactivité ainsi que les différentes mesures et technologies de détection y sont abordées. Le chapitre 2 présente un état de l'art pour introduire les travaux réalisés pendant la thèse. Les électroniques de mesure pour SiPM sont détaillées pour plusieurs cas d'application. Les modèles de simulation qui permettent de mieux comprendre le fonctionnement des SiPM sont aussi exposés. Les chapitres suivants décrivent les travaux menés au cours de la thèse.

Le chapitre 3 étudie par la simulation les capacités intrinsèques des PMT et des SiPM pour la discrimination de particule. En effet, le premier élément de la chaîne d'acquisition du signal électrique est le photodétecteur lui-même. Pour déterminer si le PMT est intrinsèquement meilleur que le SiPM pour la discrimination, il faut être agnostique de l'électronique de mesure. En effet, celle-ci possède une fonction de transfert qui déforme les signaux, que ce soit en raison de l'impédance de lecture ou des éléments parasites du montage. Pour s'affranchir de cette influence, l'approche de la simulation a été choisie. Un modèle de simulation physique de PMT a été développé pour la discrimination de particules en scintillation. En effet, la littérature n'en propose que des modèles en boîte noire, ne fournissant pas d'information temporelle pour la sortie ou mettant en jeu des outils non libres. Ceci a été effectué en développant un script Python qui décrit le parcours des électrons dans le PMT afin d'obtenir un niveau de précision spatiale et temporelle supérieur aux modèles existants de la littérature. En parallèle, un modèle SiPM de simulation électrique a été développé pour la discrimination de particules en scintillation. En effet, les modèles électriques présents dans la littérature ne sont pas dédiés à la discrimination et ne permettent pas un étalement temporel spécifique des photons en entrée. Un script Python a été développé, celui-ci crée un modèle de simulation SPICE car les modèles de la littérature sont difficiles à étendre à un grand nombre de photodiodes. Quant aux modèles électriques, ceux-ci ne permettent pas de choisir les temps d'impact des photons. Enfin, ces développements permettent d'évaluer la capacité intrinsèque des PMT et des SiPM à discriminer les particules. Des données d'entrée ont alors été nécessaires. Pour cela, l'étude s'est organisée en trois temps. Des impulsions de scintillation ont tout d'abord été récupérées par l'expérience avec un PMT afin de compléter les données incomplètes du constructeur du scintillateur. La contribution lumineuse du scintillateur plastique a ensuite été déterminée car elle est unique selon le scintillateur utilisé. Enfin, la contribution seule du scintillateur a pu être simulée pour être utilisée en données d'entrée des simulations. A terme, l'objectif est de déterminer la capacité de discrimination théorique des modèles SiPM et PMT développés, en utilisant ces données d'entrée.

Le signal généré par le SiPM est ensuite traité par une électronique de mise en forme, que ce soit une amplification, une compensation ou tout autre traitement analogique. Le chapitre 4 présente ainsi l'impact de l'amplification sur les capacités de discrimination des SiPM afin de les améliorer. Les architectures et références de la littérature pour l'amplification de signaux SiPM

sont sélectionnées, sachant qu'elles ne permettent pas toutes de conserver les caractéristiques des signaux et peuvent les déformer. Ensuite, l'impact des schémas sélectionnés sur le signal SiPM est évalué. Pour cela, on a simulé l'impact de chacune des configurations sur le signal du SiPM par une modélisation électrique du schéma. Enfin, l'étude des différentes architectures d'amplification a permis d'étudier leur impact sur l'amélioration de la discrimination de particules avec un SiPM. Pour cela, des cartes électroniques ont été conçues pour correspondre à chacune des architectures et un banc d'essais a été mis en place. En effet, la comparaison des architectures doit s'effectuer dans les mêmes conditions expérimentales. La discrimination neutron-γ est ainsi évaluée avec et sans amplification, ceci pour plusieurs montages différents.

Le chapitre 5 s'intéresse à la sortie découplée des SiPM. Il s'agit d'une sortie alternative proposée sur certaines références de SiPM et offrant un signal plus rapide que la sortie standard. L'étude menée a permis de l'exploiter pour évaluer ses capacités, notamment pour la spectrométrie et la discrimination de particules. Une synthèse des différentes utilisations présentes dans la littérature a été effectuée avant de proposer une voie exploratoire pour la discrimination à des taux de comptage plus élevés. Pour cela, une carte d'acquisition dédiée à la sortie découplée a été développée. La première étude réalisée avec ce système d'acquisition compare les mesures de spectrométrie entre les deux sorties : standard et découplée. La seconde s'intéresse à l'étude des performances de discrimination en utilisant la voie découplée avec les approches classiques de la littérature, comparaison de charges, puis avec des approches plus complexes, comme des méthodes d'apprentissage automatique.

Finalement, le manuscrit se termine par une conclusion sur les différents travaux menés et les résultats mis en avant. Des perspectives sont aussi proposées pour prendre du recul sur les études réalisées. Différentes voies d'amélioration ou pistes de recherche pour la suite sont ainsi exposées.

Chapitre 1

Une introduction à la photodétection associée à la scintillation

Sommaire

1.1 Introduction 5
1.2 La radioactivité et sa mesure 7
1.2.1 Physique des rayonnements ionisants 7
1.2.2 Rayonnements ionisants usuels 9
1.2.3 Exemples de domaines d'application de l'instrumentation nucléaire . . 15
1.3 Mesures et principes de fonctionnement de l'instrumentation nucléaire 17
1.3.1 Modes de détection 18
1.3.2 Mesures de comptage 19
1.3.3 Mesures d'énergie 21
1.3.4 Mesures de localisation 22
1.3.5 Mesures temporelles 22
1.3.6 Discrimination de particules 23
1.4 Principales technologies de détection 24
1.4.1 Capteurs gazeux 24
1.4.2 Détecteurs semi-conducteurs 25
1.4.3 Scintillateurs 26
1.5 La photodétection pour la scintillation 29
1.5.1 PMT 29
1.5.2 Photodiodes et physique du SiPM 32
1.5.3 Comparaison des technologies 37

1.1 Introduction

L'instrumentation nucléaire cherche à mesurer les caractéristiques des signaux générés à la suite d'interactions de rayonnements ionisants avec un capteur. La radioactivité implique différents

types de rayonnements ionisants. La physique de la radioactivité et des exemples de champs d'applications sont ainsi exposés en section 1.2. Leur mesure implique à la fois les capteurs, les circuits électroniques de lecture ainsi que les algorithmes de traitement.

Selon les propriétés recherchées des rayonnements ionisants, différents types de mesures peuvent être mis en place selon le régime dans lequel travaille le détecteur. Ces différents régimes ainsi que les mesures réalisées en instrumentation nucléaire sont présentés en section 1.3. Pour la détection, les technologies vont du compteur Geiger-Müller qu'il est possible de porter à la main, aux scintillateurs de plusieurs tonnes pour le LHC du CERN.

Selon les applications et les contraintes de mise en œuvre, trois grands types de capteurs sont utilisés : les capteurs gazeux, semi-conducteurs et les scintillateurs. Ces technologies sont présentées en section 1.4. Les scintillateurs, au cœur de l'étude, permettent de détecter une vaste gamme de rayonnements, qu'il s'agisse de particules chargées ou non. Les processus physiques de la scintillation et leur impact sur les impulsions lumineuses sont ainsi décrits en fin de section.

Les scintillateurs diffèrent des autres capteurs mentionnés, ils génèrent des photons dans le domaine visible ou proche visible mais ne produisent pas une charge électrique directement exploitable. Pour cette raison, une étape supplémentaire de photodétection est ajoutée en aval pour récupérer ces photons de scintillation.

Les tubes photomultiplicateurs (PMT) et les photodiodes forment les deux familles principales de photodétecteurs pour la scintillation, ils sont présentés en section 1.5. L'objectif de ces photodétecteurs est de générer un signal électrique identique au signal lumineux de façon à conserver l'information qui y est contenue. Le PMT s'appuie sur une photocathode qui convertit un photon en électron avant de le multiplier par des impacts successifs sur des dynodes, à la fois cathode et anode, le tout dans le vide. Ce fonctionnement sera décrit en détails.

Pour les photomultiplicateurs silicium (SiPM) ou plus généralement les photodiodes, la conversion a lieu en milieu solide, dans un semi-conducteur, où le photon transmet suffisamment d'énergie pour générer une paire électron-trou. Selon la technologie utilisée, la charge créée peut être multipliée ou non par la photodiode. Les applications de la thèse sont des situations où peu de photons sont générés dans le scintillateur. La multiplication des charges est donc indispensable pour générer un signal électrique observable, c'est-à-dire supérieur au bruit électronique et d'amplitude suffisante. Les SiPM sont des assemblages de photodiodes qui assurent cette multiplication avec des gains de l'ordre de 10^6, comparable à ceux des PMT. La physique du SiPM sera aussi décrite dans la section. Les SiPM sont des capteurs utilisés de plus en plus couramment depuis les années 2000, comblant d'année en année l'écart de maturité par rapport aux PMT, bien que la technologie des PMT remonte aux années 1930.

Les SiPM présentent des caractéristiques qui les distinguent des PMT et qu'il faut prendre en compte lors de leur intégration tels que le bruit thermique ou la dépendance de la température au gain. En revanche, leur compacité et leur résistance mécanique permettent une intégration facilitée pour les appareils portables, permettant de concevoir des systèmes de taille réduite, moins encombrant et moins fragiles pour les travailleurs confrontés à des rayonnements ionisants. Leur tension de fonctionnement est également plus faible que celle des PMT, réduisant ainsi le risque d'arc électrique. Les caractéristiques de ces deux technologies sont ainsi comparées

en détails.

Les travaux de la thèse sont motivés par une large gamme d'applications de l'instrumentation nucléaire. L'objectif est d'étendre l'utilisation des SiPM grâce à des architectures électroniques généralistes qui permettent de rassembler les usages dans des systèmes portables. Les SiPM sont utilisés dans le cadre de la scintillation plastique, qui permet de réaliser de nombreuses mesures à moindre coût, sur une large dynamique en matière de taux de comptage. Ce chapitre présente ainsi les fondamentaux permettant d'appréhender les enjeux de l'instrumentation nucléaire par scintillation.

1.2 La radioactivité et sa mesure

Cette section expose les phénomènes physiques menant à la production de rayonnements ionisants ainsi que quelques exemples de domaines dans lesquels ils sont présents. La sous-section 1.2.1 décrit les différentes grandeurs permettant de décrire une source radioactive tandis que la sous-section 1.2.2 décrit les différents rayonnements ionisants pouvant être générés, ainsi que leurs caractéristiques. La section se termine avec quelques exemples de domaines où la détection de ces rayonnements est nécessaire en sous-section 1.2.3.

1.2.1 Physique des rayonnements ionisants

Un radionucléide est un noyau atomique instable, qui se désintègre par radioactivité. Il s'agit d'un processus rare au regard des temps caractéristiques et sans mémoire, la probabilité de désintégration suit donc une loi de Poisson. En considérant un grand nombre N de noyaux, ce qui est généralement le cas dans une source radioactive, son évolution temporelle s'exprime alors comme :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda.N \tag{1.1}$$

où λ est la probabilité de désintégration par unité de temps $[s^{-1}]$.

En intégrant et en notant N_0 le nombre de noyaux radioactifs à un instant $t = 0$, la loi de décroissance exponentielle se retrouve comme :

$$N(t) = N_0.e^{-\lambda.t} \tag{1.2}$$

La période radioactive ou demi-vie $T_{1/2}$ est définie telle que :

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \tag{1.3}$$

et s'exprime donc :

$$T_{1/2} = \frac{ln(2)}{\lambda} \tag{1.4}$$

Pour une espèce atomique X, le numéro atomique Z correspond au nombre de protons constituant le noyau tandis que A est son nombre de masse, c'est-à-dire la somme des protons et des neutrons. Ainsi, avec la notation ${}^{A}_{Z}X$, une même espèce atomique présentera toujours le même numéro atomique Z mais ses isotopes auront un nombre de masse A différent.

Les radionucléides peuvent présenter des temps de demi-vie très variables, allant des plus courts (à la limite inférieure de la durée d'existence d'un noyau de l'ordre de 10^{-22} s), à quelques 2.10^{21} années (pour le ^{136}Xe). Le tableau 1.1 présente quelques exemples de valeurs de demi-vie pour des radionucléides qui peuvent se rencontrer dans l'environnement, en étant d'origine naturelle ou liée à l'activité humaine.

^{3}H	^{14}C	^{60}Co	^{86}Rb	^{90}Sr	^{138}Cs	^{143}Ce	^{218}Rn
12,3 a	5700 a	5,3 a	18,6 j	28,9 a	33,4 min	33,0 h	36,0 ms

Table 1.1 – *Temps de demi-vie pour quelques exemples de radionucléides, extraits de [3-6]*

Un échantillon radioactif, ou source radioactive, est caractérisé par son activité A, qui correspond au nombre de désintégrations par unité de temps à un instant donné :

$$A(t) = \lambda N(t) \tag{1.5}$$

L'unité du système international pour l'activité est le becquerel (Bq), qui correspond à une désintégration par seconde. Il est encore possible de rencontrer des activités exprimées en curie ($1\ Ci = 3,7.10^{10}\ Bq$) ou sous-multiples, même si cette unité ne doit plus être utilisée dans le milieu professionnel.

Lors de sa désintégration radioactive, un noyau va libérer de l'énergie en émettant un ou plusieurs rayonnements ou particules. Les énergies sont généralement exprimées en électronvolt (eV) et ses multiples (keV, MeV, GeV, etc.), plus adaptés que l'unité du système international (joule, J).

$$1\ eV = 1,602.10^{-19}\ J \tag{1.6}$$

Un exemple de désintégration radioactive est présenté sur la figure 1.1. Le césium 137 se désintègre par radioactivité β^- avec une demi-vie de 30,17 ans vers le baryum 137. La désintégration provoque la diminution du nombre de neutrons et l'augmentation du nombre de protons, d'où le passage de $^{137}_{55}Cs$ au $^{137}_{56}Ba$. Dans 95 % des cas, cette désintégration se produit vers un état excité métastable du baryum 137, qui se désexcite vers l'état fondamental en émettant un photon γ d'énergie de 662 keV. Pour les photons, il est ainsi possible de définir une longueur d'onde λ $[m]$ et une fréquence ν $[s^{-1}]$ telles que :

$$E = h\nu = \frac{h.c}{\lambda} \tag{1.7}$$

Avec h la constante de Planck ($6,626.10^{-34}$ $J.s$) et c la vitesse de la lumière dans le vide ($2,998.10^{8}$ $m.s^{-1}$).

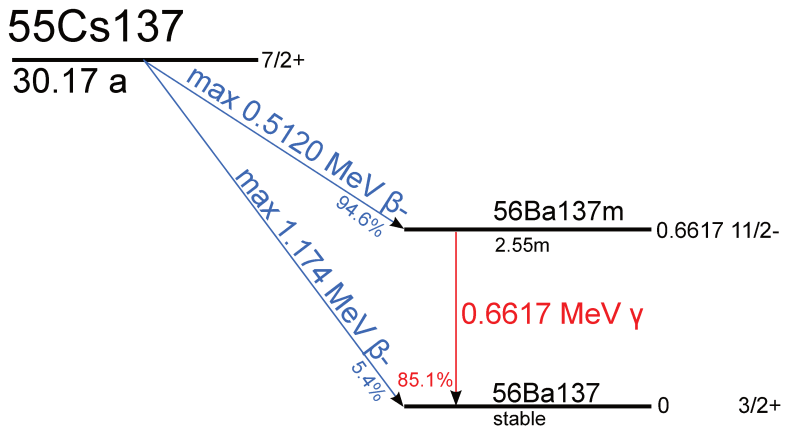

FIGURE 1.1 – *Schéma de désintégration du césium 137 - domaine public [7]*

1.2.2 Rayonnements ionisants usuels

Accompagnant les principaux modes de désintégration radioactive, il est possible de rencontrer :

- les particules alpha (noyaux d'hélium 4),
- les électrons et positons,
- les neutrons,
- les photons X ou γ.

Ces particules et rayonnements ont généralement suffisamment d'énergie pour ioniser la matière qu'ils rencontrent : ils sont alors qualifiés de rayonnements ionisants. Ces interactions vont correspondre à un dépôt d'énergie, qui peut être délétère, notamment dans la matière vivante, mais également sur lequel s'appuie le fonctionnement des capteurs utilisés en instrumentation nucléaire. La description et compréhension des modes d'interaction de ces rayonnements avec la matière en fonction de leur énergie est donc crucial, que ce soit pour mieux s'en protéger ou pour les caractériser.

Particules α

Les particules α sont principalement émises lors de la radioactivité de noyaux lourds (nombre de masse $A > 200$), selon la réaction suivante :

$$^{A}_{Z}X \rightarrow ^{A-4}_{Z-2}Y + ^{4}_{2}\alpha \tag{1.8}$$

Avec X le radionucléide initial, A son nombre de masse, Z son numéro atomique et Y le noyau atomique résultant. L'énergie emportée par la particule alpha varie assez peu, entre 4 MeV pour le ^{232}Th et 9 MeV pour le ^{212}Po. Les particules α étant lourdes et doublement chargées, elles vont interagir très fortement avec la matière : quelques centimètres d'air ou l'épaisseur d'une feuille de papier suffisent pour les arrêter. Elles interagissent principalement avec le cortège électronique des atomes rencontrés, provoquant excitations et/ou ionisations. Le transfert d'énergie à un matériau donné est caractérisé par son pouvoir d'arrêt (ou *stopping power*) S $[J.m^{-1}]$, qui s'exprime comme la quantité d'énergie cédée dE $[J]$ par unité de longueur dx $[m]$:

$$S = -\frac{dE}{dx} \tag{1.9}$$

Le pouvoir d'arrêt est généralement exprimé en $MeV.cm^{-1}$, voire en $MeV.mg^{-1}.cm^2$ (pouvoir d'arrêt massique).

Son expression est décrite par la formule de Bethe [8] qui fait intervenir la charge e $[C \equiv A.s]$ et la masse de l'électron m_e $[kg]$, la charge de la particule q $[C]$, sa vitesse v $[m.s^{-1}]$, la densité atomique n $[m^{-3}]$, le numéro atomique Z $[-]$ et I le potentiel moyen d'ionisation $[J]$:

$$S_\alpha = \frac{4.\pi.e^2.q^2}{m_e.v^2}.n.Z.\left[ln\left(\frac{2.m_e.v^2}{I}\right) - ln\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2}\right] \tag{1.10}$$

Ce pouvoir d'arrêt étant inversement proportionnel à l'énergie de la particule, il augmente au fur et à mesure que la particule est ralentie, conduisant à un dépôt d'énergie maximal proche de l'endroit où celle-ci va s'arrêter. L'évolution du dépôt d'énergie d'un rayonnement ionisant dans la matière est décrit par la courbe de Bragg, donc le maximum peut être décrit par le pic de Bragg lorsque la localisation du dépôt est marqué.

Du fait de leur très grande interaction avec la matière et donc de leur faible parcours, les particules α présentent un très faible risque d'exposition externe, voire aucun dans le cas d'un contact avec une peau saine, mais un fort risque sur la santé en cas de contamination interne (ingestion, inhalation). Pour ce qui est de leur détection, elle est donc aisée, pour peu qu'elles atteignent le volume actif du capteur.

Particules β

Les rayonnements β sont en fait des électrons (β^-) ou des positons (β^+) émis lors de désintégrations radioactives du même nom. La radioactivité β^- consiste en la transformation d'un neutron en proton au sein d'un noyau, qui s'accompagne de l'émission d'un électron et d'un antineutrino :

$$^A_Z X \xrightarrow{\beta^-} {}^A_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu_e} \tag{1.11}$$

La radioactivité β^+ consiste en la transformation d'un proton en neutron au sein d'un noyau, qui s'accompagne de l'émission d'un positon et d'un neutrino :

$$^A_Z X \xrightarrow{\beta^+} {}^A_{Z-1}Y + e^+ + \nu_e \tag{1.12}$$

L'énergie libérée dans la réaction se répartit entre l'électron (resp. positon) et l'antineutrino (resp. neutrino). Il en résulte un spectre en énergie continu pour les rayonnements β. En reprenant l'exemple du césium 137 (revoir figure 1.1), l'énergie maximale emportée par un électron est de $1,174\ MeV$, mais l'énergie moyenne d'un électron émis pour une désintégration vers l'état fondamental est de $416\ keV$.

Les rayonnements β peuvent avoir des énergies (maximales) allant de la dizaine de keV ($18,6\ keV$ pour le tritium) à la dizaine de MeV. Du fait de leur masse plus petite et de leur vitesse plus grande, ils ont des parcours bien plus grands que les particules α, de l'ordre de $10\ mm$ dans le

plexiglas pour des β^- de 2 MeV [9]. Ils peuvent présenter un risque d'exposition, bien qu'il soit relativement facile de s'en protéger (distance, écran). Les particules β interagissent également principalement par collisions avec les électrons du cortège atomique, mais aussi par perte d'énergie lors de la déviation d'un électron par le champ électromagnétique d'un noyau, générant un rayonnement dit de freinage (ou *bremsstrahlung*) illustré sur la figure 1.2 La contribution du rayonnement de freinage, négligeable pour des particules β de faible énergie, augmente au fur et à mesure que leur énergie augmente, et ne devient prépondérante que pour des β de haute énergie.

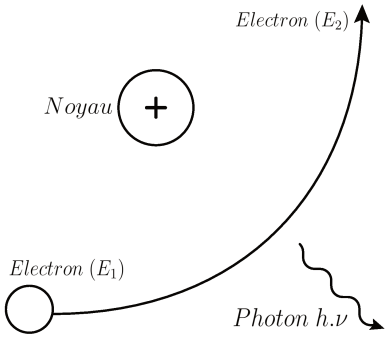

FIGURE 1.2 – *Bremsstrahlung, ou rayonnement de freinage, causé par la déviation de l'électron*

Les collisions avec les électrons du cortège atomique conduisent à un transfert d'énergie :

$$S_\beta = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_\beta \tag{1.13}$$

de la forme :

$$S_\beta = \frac{2\pi.e^4}{m_e.v^2} n.Z \left[ln\left(\frac{2m_e.v^2.E}{2.I^2(1-\beta^2)}\right) - ln(2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \tag{1.14}$$

avec

$$\beta = \frac{v}{c} \tag{1.15}$$

Une fois ralentis, les électrons (β^-) vont « s'arrêter » dans le milieu ; quant aux positons (β^+), ils vont s'annihiler avec un électron du milieu, engendrant la création de deux photons de 511 keV émis simultanément dans des directions opposées (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement) comme représenté sur la figure 1.3.

Rayonnements X et γ

Les rayonnements X et γ sont tous deux des rayonnements électromagnétiques, distingués généralement par leur origine : lorsqu'ils proviennent d'une désexcitation du cortège électronique ou d'une interaction avec celui-ci, il s'agit de rayons X, et de photons γ lorsque qu'ils proviennent d'un processus nucléaire. De fait, les photons γ sont généralement plus énergétiques que les photons X, même s'il existe des photons γ de faible énergie.

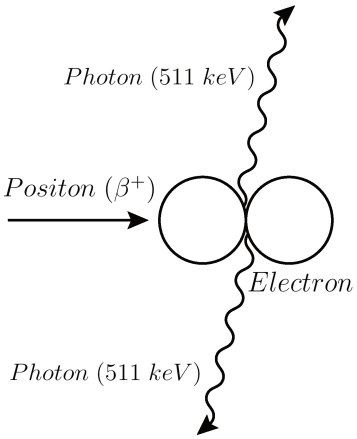

FIGURE 1.3 – *Annihilation électron-positon*

Lorsque le cortège électronique d'un atome est excité, il se désexcite en émettant des photons (et/ou des électrons Auger) pour revenir à son état fondamental. Suivant les éléments et les niveaux mis en jeu, ces photons vont de la gamme des infrarouges aux rayons X. Ces photons ont des énergies caractéristiques de l'élément. Les rayons X correspondent aux transitions les plus énergétiques (vers les niveaux atomiques les plus bas), leur énergie allant de la dizaine d'eV pour les éléments légers à la centaine de keV pour les éléments les plus lourds.

Les rayonnements γ peuvent provenir d'une désexcitation nucléaire suite à une désintégration radioactive. Ils ont alors une énergie bien spécifique, qui correspond à la différence des niveaux d'énergie nucléaire initiaux et finaux. En reprenant l'exemple du césium 137 (revoir figure 1.1), un photon γ de 662 keV est émis lors de la désexcitation du baryum 137. Détecter et quantifier ces photons d'énergie bien spécifique peut donc permettre d'identifier des radionucléides et de mesurer l'activité associée.

L'émission de photons γ peut également se produire suite à des réactions nucléaires qui laissent un ou des noyaux dans un état excité, par exemple :

$$ {}^{4}_{2}\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{1}_{0}n \tag{1.16} $$

Le noyau carbone étant produit dans un état excité, il en résulte une émission γ de $4,44$ MeV. Un autre exemple est la capture neutronique du bore 10 :

$$ n + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He \tag{1.17} $$

où le noyau lithium est produit dans un état excité, il en résulte une émission γ de 482 keV.

Les deux photons de 511 keV vus précédemment sont générés lors de l'annihilation positon électron. Du fait de leur énergie, ces photons sont considérés comme des γ.

Enfin, il a été également vu auparavant que des particules chargées, notamment les électrons, déviées par un champ électromagnétique perdent de l'énergie par rayonnement de freinage. Le rayonnement synchrotron ainsi que le principe de fonctionnement des tubes à rayons X s'appuient sur ce processus lors de l'émission des photons.

L'interaction des photons X et γ avec la matière se fait principalement selon les trois mécanismes suivants : effet photoélectrique, diffusion Compton et création de paires. L'effet photoélectrique correspond à l'absorption d'un photon par un atome : un électron est éjecté avec une énergie cinétique correspondant à l'énergie du photon incident diminuée de son énergie de liaison dans l'atome ; le photon incident disparaît. Lors d'une diffusion Compton, seule une partie de l'énergie du photon incident est transférée à un électron qui est éjecté du cortège électronique, l'énergie restante se retrouvant sous la forme d'un photon dit diffusé. La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permet de définir la cinématique de la diffusion Compton, illustrée par la figure 1.4, reliant angles d'émission et énergies emportées par l'électron et le photon. Enfin, la création de paire électron-positon apparaît pour des énergies du photon incident supérieures à un seuil de $1,022\ MeV$ (énergie nécessaire pour créer l'électron et le positon, tous deux de masse égale à $511\ keV.c^{-2}$). Le photon disparaît et l'énergie en excès (par rapport au seuil) se retrouve sous forme d'énergie cinétique pour les deux particules. La prédominance des ces trois effets est représentée sur la figure 1.5 : la probabilité de l'effet photoélectrique augmente avec le numéro atomique du matériau et diminue avec l'énergie du photon incident ; la création de paire est prépondérante pour des photons d'énergie au-delà de quelques MeV.

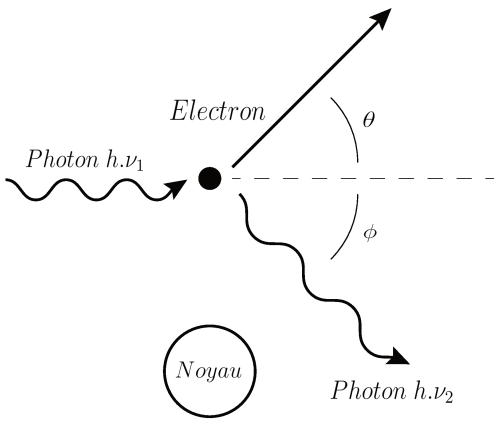

Figure 1.4 – *Diffusion Compton : transfert partiel de l'énergie du photon incident à un électron*

Rayonnements neutroniques

Les émissions de neutrons accompagnent certaines réactions nucléaires ou désintégrations par fission spontanée. Suite à une fission, spontanée ou induite, le noyau initial se scinde en deux fragments plus légers, radioactifs β^-, accompagnés de quelques neutrons. Par exemple, parmi les noyaux qui se désintègrent par fission spontanée, le californium 252 est l'un des plus connus, même si son mode de désintégration majeur est la radioactivité α. Il fissionne dans 3,086 % des cas en émettant en moyenne 3,7675 neutrons, ce qui conduit à 0,1163 neutron par désintégration [4]. La distribution en énergie des neutrons émis est piquée entre $0,5$ et $1\ MeV$ et s'étend jusqu'à quelques MeV.

Pour concevoir une source de neutrons, il est possible de combiner une source radioactive avec un matériau dans lequel une réaction nucléaire va engendrer un neutron. Les sources sont généralement radioactives α, mais des sources produisant des photons γ suffisamment énergétiques peuvent également être utilisées.

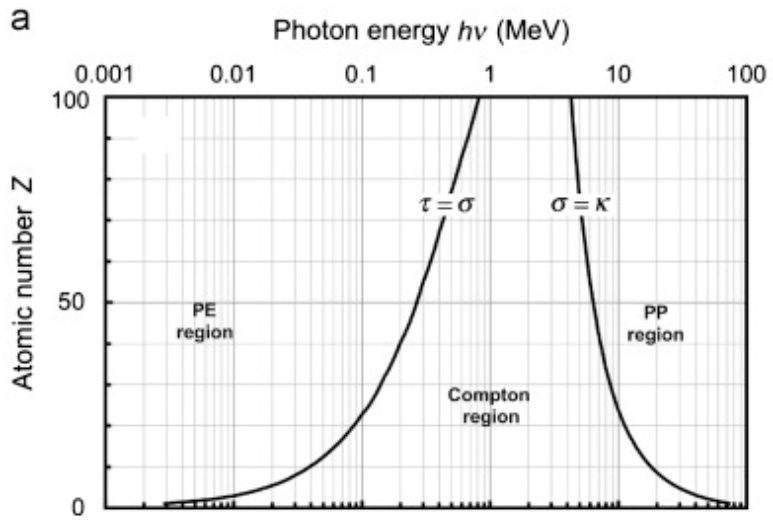

Figure 1.5 – *Les différents processus d'interaction des photons avec la matière en fonction de leur énergie et du numéro atomique du matériau - reproduit avec l'autorisation d'Elsevier : https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2010.01.007.*

Pour les sources de type (α, n), les particules α peuvent provenir de l'américium 241, du plutonium 238 ou 239, voire du curium 242 ou 244. Le matériau présentant le taux de neutrons le plus élevé est le béryllium. La réaction mise en jeu :

$$ {}^{4}_{2}\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{1}_{0}n \tag{1.18} $$

a déjà été présentée précédemment (outre le neutron, un photon γ de $4,44\ MeV$ sera également émis par le noyau de ^{12}C pour revenir dans son état fondamental, stable). Du fait de leur très grande interaction avec la matière, seule une faible proportion ($\sim 10^{-4}$) des particules va produire une réaction avec un noyau de béryllium. Les neutrons vont présenter une distribution en énergie s'étalant sur plusieurs MeV.

Pour les sources de type photoneutron, le photon incident doit apporter suffisamment d'énergie au noyau cible pour qu'une réaction libérant un neutron puisse se produire. Dans la pratique, seuls deux matériaux, et donc deux réactions, sont utilisés :

$$ h.\nu + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{8}_{4}Be + {}^{1}_{0}n \tag{1.19} $$

$$ h.\nu + {}^{2}_{1}H \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{1}_{0}n \tag{1.20} $$

Pour la réaction avec le béryllium, le photon incident doit avoir une énergie d'au moins $1,666\ MeV$, et d'au moins $2,226\ MeV$ avec le deutérium. Seuls quelques noyaux radioactifs peuvent être envisagés, parmi lesquels le sodium 24, l'aluminium 28 ou le chlore 38 par exemple. Un des intérêts de ce type de source est de produire des neutrons avec des énergies bien déterminées.

Les réacteurs nucléaires à fission produisent aussi des neutrons, tout comme les réacteurs à fusion. La réaction envisagée par le projet ITER :

$$ {}^{2}_{1}H + {}^{3}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}n \tag{1.21} $$

produit par exemple des neutrons de 14 MeV. Une production de neutrons peut aussi être réalisée par un accélérateur de particules contenant une cible de conversion. Par exemple, des photoneutrons peuvent être produits par réactions photonucléaires, générées par le rayonnement de freinage au sein d'une cible de conversion dans un linac (*linear accelerator*).

D'une manière générale en physique nucléaire et interaction rayonnement-matière, la probabilité d'interaction ou de réaction est caractérisée par la notion de section efficace. Il s'agit d'une quantité notée σ, homogène à une surface, exprimée en barns ($1\ b = 10^{-24}\ cm^2$). D'un point de vue macroscopique, la section efficace d'un processus élémentaire, multipliée par la densité atomique (le nombre de cibles) n $[cm^{-3}]$ permet d'obtenir la section efficace macroscopique Σ $[cm^{-1}]$:

$$\Sigma = n.\sigma \tag{1.22}$$

Les neutrons n'interagissent avec la matière que par le biais de réactions nucléaires et présentent donc une faible probabilité d'interaction. Le nombre de neutrons transmis N [-] après un épaisseur e [cm] est alors :

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\Sigma.e} \tag{1.23}$$

avec N_0 le nombre de neutrons incidents et Σ leur section efficace macroscopique d'interaction dans le milieu donné. La section efficace d'interaction de neutrons dans un milieu donné dépend de la nature des noyaux rencontrés, mais aussi de l'énergie des neutrons incidents. Il est usuel de classer les neutrons en trois grandes familles selon leur énergie : les neutrons d'énergie inférieure à $0,025\ eV$ seront dits thermiques, ceux d'énergie supérieure à la centaine de keV et de l'ordre du MeV seront qualifiés de rapides. Les neutrons d'énergie intermédiaire peuvent être appelés épithermiques.

En interagissant avec la matière, les neutrons peuvent subir une capture radiative (n, γ), engendrer des réactions émettant des particules chargées de type (n, p) ou (n, α), ou encore provoquer un fission, comme exposé précédemment avec le californium 252 par exemple. Chacune de ces réactions peut être quantifiée par sa section efficace.

Les rayonnements ionisants peuvent être présents dans différents environnements, qu'ils soient artificiels ou naturels. Parmi les rayonnements et particules présentés, leur usage mais aussi le danger qu'ils représentent varient. La sous-section suivante présente ainsi quelques exemples de domaines d'application impliquant la mesure de rayonnements ionisants.

1.2.3 Exemples de domaines d'application de l'instrumentation nucléaire

La mesure des rayonnements ionisants intervient dans plusieurs domaines scientifiques. Ces derniers peuvent par exemple nécessiter de mesurer l'activité, la dose, l'énergie ou encore de connaître le type de particule observée. Quelques exemples d'applications sont l'imagerie spatiale, l'imagerie médicale, le démantèlement d'installations nucléaires, le contrôle aux frontières ou encore la sécurité.

Des contrôles de l'activité spécifique permettent des contrôles de flux. Le contrôle-commande

des installations nucléaires en est un exemple avec des contraintes spécifiques pour la mesure neutronique. Les chambres à fission ou les compteurs à dépôt de bore sont des exemples de capteurs qui permettent de mesurer l'activité sur une large dynamique, de 1 $n.s^{-1}.cm^{-2}$ pour les régimes de démarrage et intermédiaire à 5.10^{10} $n.s^{-1}.cm^{-2}$ pour le régime de puissance [10]. Cet exemple donne une première idée de la problématique des hauts taux de comptage et donc de l'empilement, qui sera abordé dans les travaux de la thèse.

Pour toutes les applications de protection des personnes, la dosimétrie permet de quantifier la dose reçue et ainsi de respecter l'application du principe ALARA (*As Low As Reasonably Achieveable*). Les dosimètres passifs emmagasinent la dose reçue et demandent une lecture a posteriori, la figure 1.6 en présente un exemple. Les dosimètres actifs ont l'avantage de permettre une lecture directe et donc aux travailleurs du nucléaire des conditions plus sûres. Tout sursaut d'exposition est immédiatement communiqué au porteur, mais peut aussi l'être à un agrégateur de données pour des chirurgiens lors d'une opération par exemple. Pour la radioprotection, la discrimination neutron-γ abordée dans cette thèse est primordiale pour les calculs de dose équivalente.



Figure 1.6 – *Dosimètre passif CEA - figure reproduite avec l'autorisation du CEA [11]*

La tomographie par émission de positons (PET, de l'anglais *Positron Emission Tomography*) est un exemple d'imagerie médicale nécessitant la mesure de rayonnements ionisants. Elle repose sur l'injection d'un traceur émetteur β^+ dans le corps d'un patient dans le but de déceler des cellules tumorales ou d'autres cellules ciblées par la molécule portant le radio-traceur. Dans le cas du diagnostic de cancers, le traceur est fixé sur une molécule de glucose, les cellules tumorales consomment le glucose à un taux plus élevé que les cellules saines donc la concentration en glucose tracé y augmente plus rapidement [12-14]. Les positons interagissant rapidement avec la matière, ils provoquent une annihilation de paires et la génération de deux rayonnements γ dans des sens opposés, à l'endroit où le glucose est fixé. La tomographie repose sur la détection des deux rayons et permet de remonter à l'axe sur lequel le positon a été initialement généré. Lorsque plusieurs évènements sont reconstruits, l'intersection permet de localiser l'origine de l'annihilation électron-positon. La cartographie de ces reconstructions permet de fournir une image et ainsi aider au diagnostic. Cette problématique résonne avec les objectifs de la thèse car les mesures s'effectuent sur de nombreuses voies. L'ajout d'un horodatage aux mesures γ permet de compléter l'information par coïncidence des évènements [15]. Il s'agit à la fois d'une mesure d'énergie et de temps de vol (*Time-of-Flight* ou *ToF* en anglais) qui concentre beaucoup des développements actuels pour l'électronique. L'objectif à terme est d'obtenir une résolution suffisante pour calculer la position de l'annihilation par une seule mesure de coïncidence (c'est-à-dire en mesurant la vitesse de la lumière). La littérature concernant l'électronique pour les SiPM est régulièrement actualisée pour ce domaine et fournit ainsi de nombreuses pistes pour

les travaux de cette thèse. Le principe de la tomographie est exposé par la figure 1.7 où les rayonnements γ sont détectés par une couronne de détection.

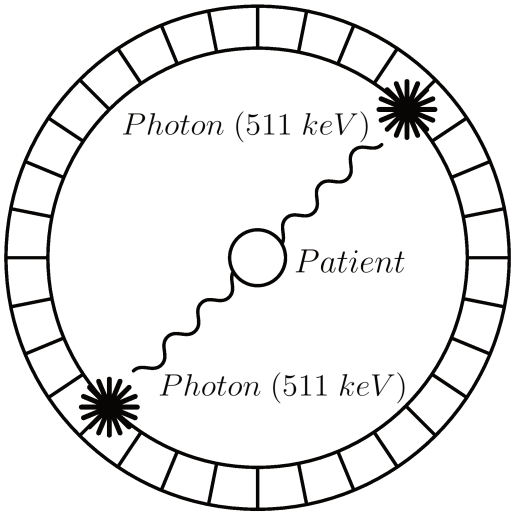

Figure 1.7 – *Principe de fonctionnement de la tomographie à émission de positons (PET), les lignes d'interaction permettent de reconstruire le lieu de l'annihilation électron-positon*

L'imagerie γ nécessite de récupérer l'information de la localisation de l'interaction de la particule avec le capteur. Il s'agit d'un autre domaine où plusieurs voies d'acquisition sont utilisées. Cette mesure permet de superposer une image γ avec une image visible et ainsi de faire correspondre des points chauds à des objets ou des zones de l'espace. Plusieurs domaines peuvent en bénéficier comme l'imagerie astronomique, le zonage de points chauds pour le démantèlement ou encore la recherche de menaces dans des contextes de sécurité intérieure. Ce dernier point permet aussi de couvrir les domaines de l'interrogation neutronique qui ne seront pas décrits ici.

Les exemples de domaines présentés ne possèdent pas les mêmes objectifs de mesure. Certaines acquisitions ont pour but d'obtenir une mesure de comptage, d'autres un spectre en énergies ou encore de discriminer le type de particules présentes dans l'environnement. La section suivante expose ces différentes mesures et quelques exemples de méthodes pour les mener.

1.3 Mesures et principes de fonctionnement de l'instrumentation nucléaire

En instrumentation nucléaire moderne, hormis en dosimétrie, très peu de capteurs passifs sont utilisés. Dans la suite, il est ainsi considéré qu'un capteur va générer, suite à l'interaction d'une particule ou d'un rayonnement incident, un signal électronique, c'est-à-dire composé d'électrons, sous forme d'une impulsion. Cette impulsion sera un signal électronique d'une certaine durée, s'éloignant de la ligne de base avec un temps de montée caractéristique et y revenant avec un temps de descente généralement plus long. La figure 1.8 illustre un train d'impulsions typique simulé avec Python qui peut s'observer en instrumentation nucléaire. La radioactivité étant un phénomène poissonnien, il n'est pas possible de prédire le temps d'arrivée des impulsions.

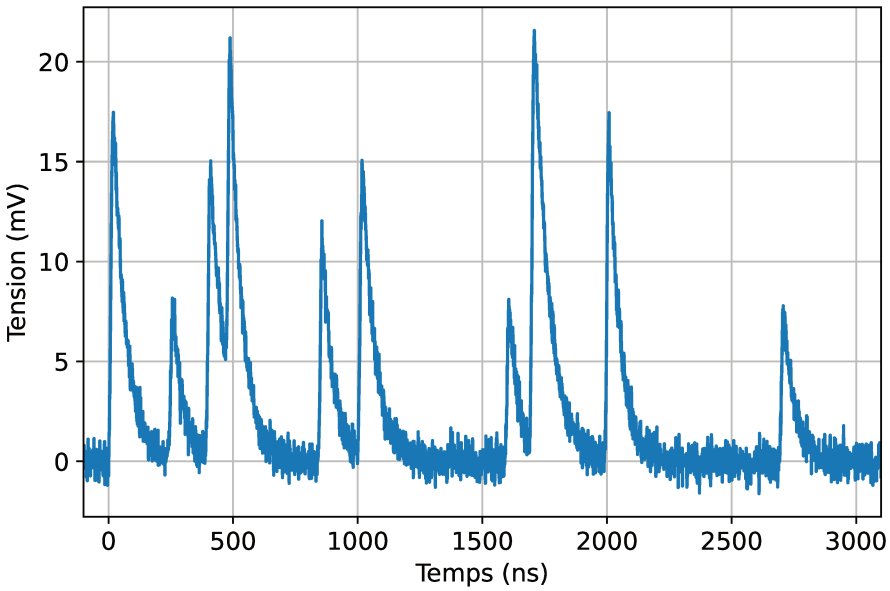

Figure 1.8 – *Exemple de train d'impulsions observable en instrumentation nucléaire, le taux d'occurence des impulsions suit une loi de Poisson.*

Le capteur est le premier étage d'une chaîne de détection ou d'acquisition. La chaîne électronique va avoir pour rôle de mettre en forme les impulsions délivrées par les capteurs afin d'en extraire des informations pertinentes, de les trier, de les stocker. La sous-section 1.3.1 traite des différents modes de détection de l'instrumentation nucléaire, qui dépendent du flux et du détecteur utilisé. Ces travaux sont menés dans le cadre du mode impulsion. Dans ce contexte, il est possible de réaliser des mesures de comptage, décrites en sous-section 1.3.2. La sous-section 1.3.3 décrit la spectrométrie, qui permet de mesurer l'énergie des impulsions observées. En plus de la spectrométrie la TEP demande aussi de connaître la localisation de l'interaction, ainsi que l'instant où elle a eu lieu, ces deux mesures sont respectivement décrites dans la sous-section 1.3.4 et la sous-section 1.3.5. Enfin, pour la sûreté et la sécurité, toutes ces mesures ne suffisent pas et il peut être nécessaire de connaître le type de la particule observée, la sous-section 1.3.6 décrit ainsi les mesures de discrimination permettant de remonter à cette information.

1.3.1 Modes de détection

Trois grands modes d'opération se distinguent pour un capteur suivant son couplage avec l'électronique de lecture. Le mode impulsion correspond au cas où le temps caractéristique du circuit de lecture est petit devant celui des impulsions. Il permet d'observer chaque impulsion individuellement. A contrario, le mode courant intègre le signal d'électrons sur une durée très grande devant celle des impulsions. Il s'agit d'un mode très spécifique associé au contrôle-commande des réacteurs nucléaires, où le flux de neutron est très grand, il est observé à partir du courant débité par la haute-tension qui polarise les détecteurs utilisés. De plus, il existe un mode intermédiaire utilisé pour la mesure de flux neutronique, où le signal de chaque impulsion est traité de façon à en reconstruire la charge.

Le mode courant observe une intensité $I(t)$ sur l'alimentation du capteur. Celle-ci est centrée autour d'une moyenne I_0 où l'information se retrouve dans l'écart à la moyenne observé à un instant donné, celui-ci permet de calculer l'écart-type instantané $\sigma_I(t)$ et donc d'en déduire, avec la moyenne, une image du flux.

Le mode intermédiaire met en jeu un condensateur de couplage et un circuit de mise au carré du signal, il s'agit du mode Campbell [16] (ou *Mean Square Voltage*). La moyenne du carré de $\sigma_I(t)$ permet ici de retrouver la charge d'un évènement. Celui-ci est utilisé pour le flux neutronique où il peut par exemple être servir à l'observation de neutrons en environnement γ avec certains capteurs.

Le mode impulsion est considéré dans la suite car la forme de l'impulsion donne plus d'informations sur l'évènement individuel que les autres modes. La thèse se focalise sur les mesures avec des scintillateurs, présentés en sous-section 1.4.3 et les photodétecteurs qui les accompagent, présentés en section 1.5. Cette technologie permet d'exploiter le mode impulsion mais toutes les technologies de détection n'en sont pas capables.

1.3.2 Mesures de comptage

La mesure de comptage, dans sa forme la plus simple, s'appuie sur une comparaison du signal avec un seuil. Un seuil de déclenchement est choisi au-dessus du niveau moyen de bruit électronique et lorsque cette valeur est dépassée, un compteur s'incrémente. La figure 1.9 illustre une impulsion simulée avec un bruit artificiel et un seuil placé à 5 mV. Il est à noter que sans hystérésis ou système de protection, le déclenchement est sensible au bruit.

Cette mesure permet de remonter à l'activité ambiante. L'empilement est un phénomène primordial à considérer ici, il s'agit de l'apparition d'une nouvelle impulsion avant que le niveau ne retombe sous le seuil. Dans ces conditions, un seul comptage est pris en compte alors que deux évènements ont eu lieu dans le capteur, la figure 1.10 montre deux dépassements de seuil par le signal tandis que quatre interactions ont eu lieu dans le capteur. Non corrigé, l'empilement fausse la mesure de l'activité. Dans des conditions expérimentales spécifiques, par la prise en compte du rendement du capteur, du facteur géométrique et d'un facteur correctif lié au schéma de désintégration de la source dans un coefficient ε $[-]$, l'activité A $[Bq]$ se déduit du comptage N $[-]$ et de la durée d'acquisition Δt $[s]$ comme [17] :

$$A = \frac{N}{\Delta t.\varepsilon} \tag{1.24}$$

Le temps mort est une autre problématique à considérer lors des mesures. Deux types de temps morts sont en réalité à considérer. Le premier est physique et causé par le capteur. Les impulsions étant des décharges de courant, un temps est nécessaire pour recharger la capacité équivalente du capteur. Il existe ainsi un temps au cours duquel le capteur n'est pas capable de générer une nouvelle décharge. Le second type de temps mort est dû à l'électronique de lecture. Lors de la numérisation des tensions par un convertisseur analogique-numérique (CAN), celui-ci prend un temps donné pour réaliser la conversion. De plus, les éventuels traitements réalisés en ligne à la suite de la conversion peuvent aussi limiter la fréquence de fonctionnement. Pour un capteur donné, il est donc primordial d'adapter l'électronique d'acquisition et les traitements

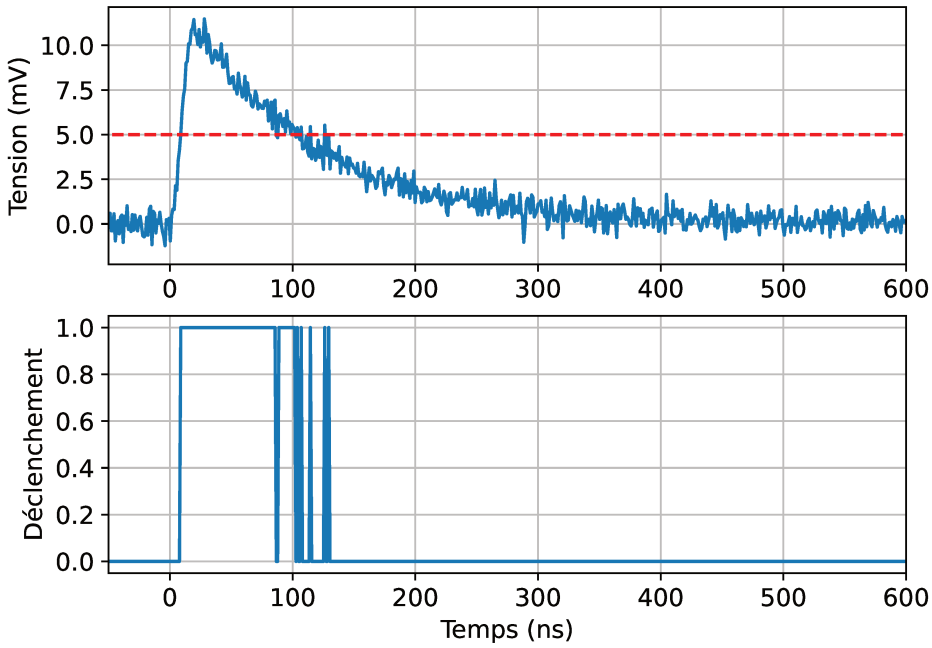

Figure 1.9 – *Exemple d'impulsion avec valeur de déclenchement sur seuil, le créneau généré permet d'incrémenter le compteur du comptage ou de déclencher d'autres mesures, ici le bruit génèrerait plusieurs déclenchements alors qu'une seule impulsion est survenue.*

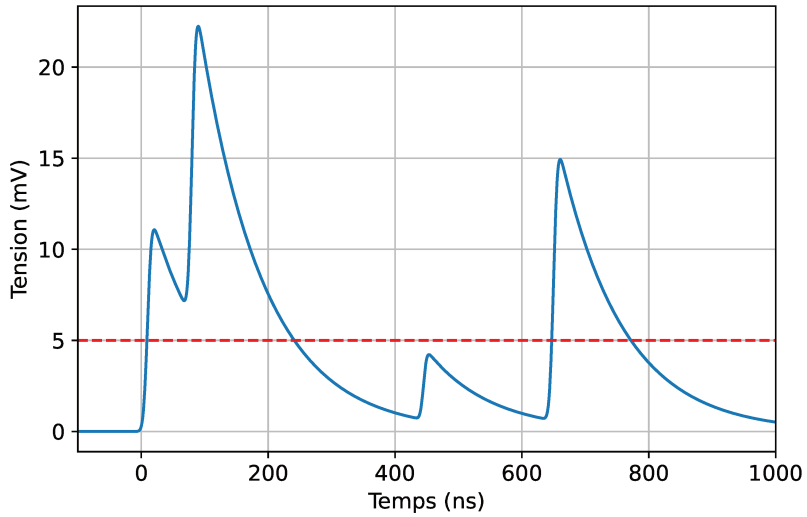

Figure 1.10 – *Exemples d'impulsions avec empilement et seuil de déclenchement associé, deux évènements seraient ici mesurés*

réalisés au capteur utilisé pour limiter ce temps mort additionnel. En dosimétrie par exemple, la mesure de dose peut être sous-estimée si le problème du temps mort n'est pas pris en compte.

Une fois l'impulsion détectée, d'autres caractéristiques peuvent en être extraites, comme le

calcul de l'énergie déposée dans le détecteur. Cette mesure est présentée dans la section suivante.

1.3.3 Mesures d'énergie

L'identification d'un isotope passe généralement par la reconstruction de son spectre en énergies, particulièrement X et γ, qui est caractéristique de la source. Les rayonnements ionisants en provenance d'une source viennent déposer tout ou une partie de leur énergie dans le capteur. Construire l'histogramme de l'énergie des impulsions générées permet d'obtenir une image du spectre et potentiellement d'identifier la source initiale, il s'agit de spectrométrie. La figure 1.11 montre un spectre de césium 137 obtenu avec un capteur germanium haute pureté (HPGe).

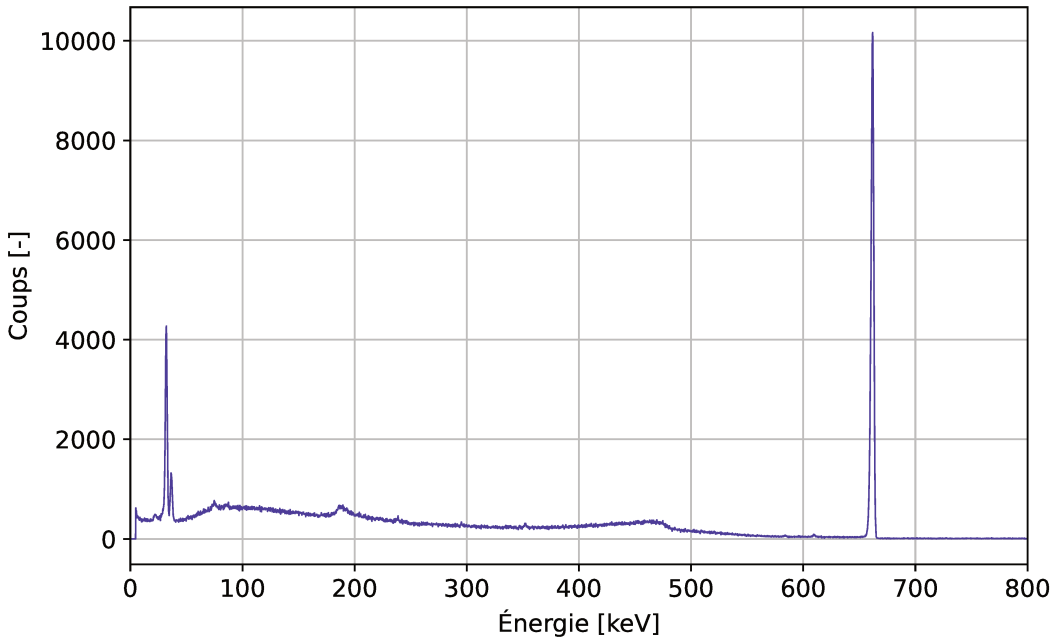

Figure 1.11 – *Spectre en énergies de césium 137, obtenu avec un capteur germanium haute pureté, la raie à 662 keV permet d'identifier le césium 137.*

Plusieurs stratégies existent pour obtenir une image de l'énergie de chaque interaction. En prenant l'exemple de la scintillation, la première possibilité est de mesurer l'amplitude de l'impulsion. L'amplitude ne donne qu'une image de l'énergie réelle de l'interaction ayant lieu dans le scintillateur et il est alors possible de compenser cette différence par un travail en amont sur des simulations type Monte-Carlo ou un étalonnage par des énergies de sources connues [18, 19]. Une méthode permettant de reconstruire plus fidèlement l'énergie initiale est de calculer l'intégrale de l'impulsion. En effet, le dépôt d'énergie dans le détecteur n'est pas instantané et l'intégration permet ainsi de prendre en compte la charge déposée au cours du temps. Ces mesures peuvent être effectivement réalisées avec des scintillateurs bien que le nombre de photons générés est proportionnel à l'énergie de la particule à partir de 100 *keV* [20].

Dans le domaine de la TEP par exemple, la mesure de l'énergie permet de confirmer qu'il s'agit d'un évènement dû à une annihilation mais la reconstruction s'effectue grâce à la localisation des évènements. Cette mesure est décrite dans la section suivante.

1.3.4 Mesures de localisation

Pour les mesures de localisation, plusieurs voies d'acquisition peuvent être considérées. Si leur position possède un sens physique, il peut être nécessaire de localiser les interactions avec le capteur. Dans le cas de mesures matricielles, il est ainsi possible de remonter à la position de l'émetteur et donc de la source pour des applications d'imagerie par exemple. Les caméras gamma fortement pixellisées bénéficient des technologies semi-conducteurs pour fournir une mesure à compléter avec des informations visuelles de façon à obtenir la localisation des points de contamination γ dans des formats pouvant être très compacts. L'imageur Nanopix-v1 [21] a été développé par le CEA List et X-ray Imaging Europe (XIE) en collaboration avec ORANO. Il mesure $8 \times 5,1 \times 4,3\ cm^3$ pour 268 g et intègre 256×256 pixels de 55 μm pour un angle de vue de 50°, la figure 1.12 présente deux versions de l'imageur.



Figure 1.12 – *Nanopix et Nanopix3*

L'ASIC Timepix du CERN (collaboration MEDIPIX) couplé aux pixels en tellurure de cadmium permet de recueillir l'information sur la charge de chaque pixel individuellement tout en reconstruisant une image [21]. Le capteur est couplé à un masque codé (MURA), permettant de reconstruire les images grâce à l'information sur l'énergie déposée par pixel dans le temps. La figure 1.13 montre une image γ, superposée à l'image dans le domaine visible, obtenues toutes les deux avec Nanopix. Avec des PMT, la logique Anger, introduite dans les années 1950 avec la caméra Anger [22], continue d'être utilisée aujourd'hui [23] pour connecter plusieurs capteurs en ne nécessitant que quatre sorties.

En TEP, la localisation se fait avec des voies d'acquisition distinctes pour des scintillateurs sur toute la couronne de détection. Le principe reste le même que pour Nanopix, faire correspondre une voie à une position de la surface de détection. La mesure de TEP ajoute cependant une mesure de coïncidence pour confirmer que deux évènements correspondent à la même annihilation électron-positon. Ces mesures sont décrites dans la sous-section suivante.

1.3.5 Mesures temporelles

Les mesures temporelles sont utilisées pour obtenir un temps d'arrivée, c'est-à-dire un horodatage de l'interaction. En tomographie à émission de positons, lors d'un évènement γ dans le capteur, une fenêtre temporelle s'ouvre pour la détection d'un second évènement dans l'en-

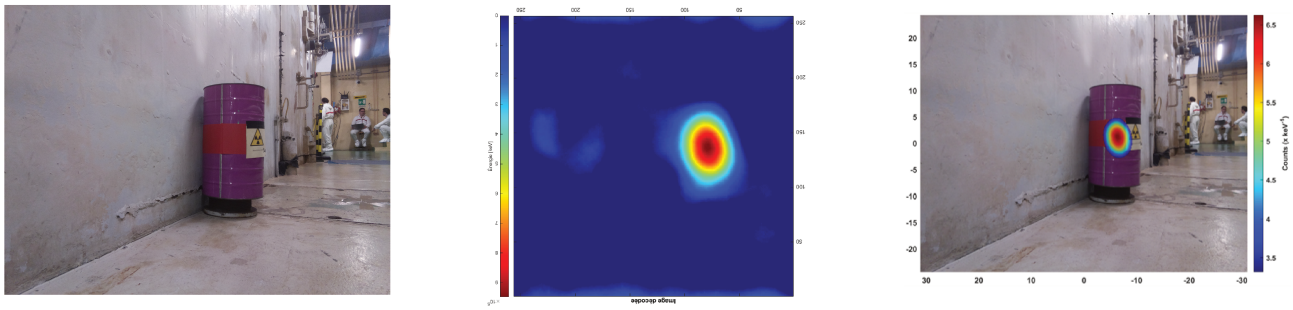

Figure 1.13 – *Images visible (a) et γ (b) réalisées par l'imageur Nanopix3 avec leur superposition (c) (Images prises à la centrale EUREX de Saluggia en Italie dans le cadre du projet européen Horizon 2020 CLEANDEM bénéficiant de la convention de subvention n°945335)*

semble du système. En TEP par exemple, la plage est généralement de 10 ns, deux évènements seront considérés en coïncidence, autrement dit, provenant d'une même annihilation électron-position [24]. La résolution temporelle atteinte aujourd'hui ne permet pas encore de localiser l'évènement sur la ligne d'interaction créée par la mesure de la vitesse de la lumière pour calculer la zone de générations des deux photons. Cependant, elle améliore la précision de la reconstruction, cela signifie des images avec un meilleur rapport signal à bruit pour le diagnostic [15]. Ces mesures permettent aussi l'identification des particules puisqu'elles n'ont pas toutes la même vitesse du fait de leur masse [25, 26]. En scintillation, la mesure par temps de vol est la plus fiable lorsqu'il s'agit de discriminer les neutrons des photons γ [27].

Toutes les mesures décrites précédemment sont complémentaires pour réaliser des TEP. Il existe d'autres cas d'application pour lesquelles un autre type de mesure est nécessaire, la discrimination de particules. Par exemple, lorsque l'énergie est mesurée pour déterminer la dose absorbée, la dose équivalente est calculée grâce au facteur de pondération, qui varie selon le type de particule. La discrimination de particules est ainsi nécessaire dans le cadre de la dosimétrie par exemple. La prochaine sous-section décrit les principes de la discrimination de particules.

1.3.6 Discrimination de particules

Les techniques de discrimination de particules peuvent s'appuyer sur la perte linéique d'énergie d'une particule. Pour un matériau et une épaisseur de détection connus, l'énergie perdue par une particule dépend de sa nature [17]. L'empilement mécanique de différents types de capteurs peut alors permettre de séparer leur zone d'interaction respective et ainsi remonter au type de particule [28, 29]. La figure 1.14 montre un exemple de différentes couches de détection utilisées par le CERN dans les accélérateurs. Pour discriminer parmi les particules non chargées de l'industrie nucléaire, il est possible d'agir sur les couches de protection placées en amont du capteur de façon à augmenter la proportion des rayonnements γ ou neutrons. Ces derniers sont thermalisés, c'est-à-dire ralentis, par des matériaux hydrogénés, l'eau joue ce rôle dans les piscines de réacteurs, le béton dans les casemates et pour les capteurs il est possible de placer un écran de paraffine ou de polyéthylène. Pour les γ, les matériaux denses en absorbent une partie, le plomb étant le plus communément utilisé [9].

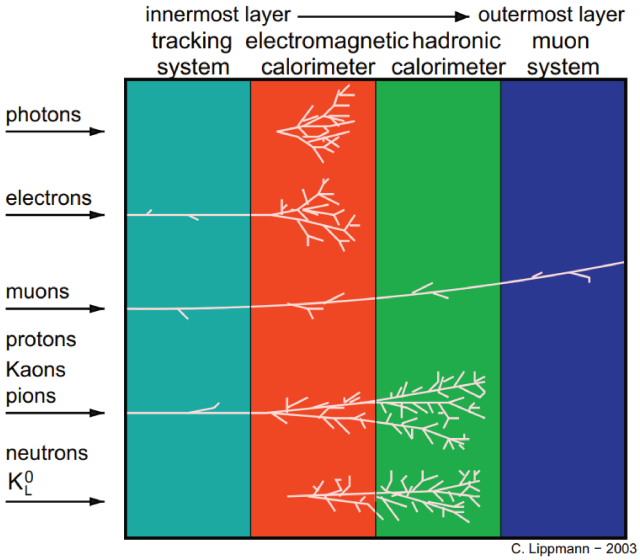

Figure 1.14 – *Zones de détection typiques utilisées au CERN, figure extraite de [28] - reproduit avec l'autorisation d'Elsevier : https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.009)*

Les scintillateurs permettent de discriminer les particules en fonction de l'intensité lumineuse qu'ils génèrent au cours du temps. Un scintillateur peut être conçu pour fournir une réponse plus longue à un rayonnement β par exemple tandis qu'un rayonnement γ générerait une impulsion plus courte. Cette technique de discrimination des particules à partir de la forme de la décroissance est appelée *Pulse Shape Discrimination* (PSD). Ce procédé constitue une fondation physique pour les travaux de la thèse et est décrit en section 1.4.3.

Selon la mesure qui doit être réalisée et les contraintes de développement d'un système, plusieurs types de capteurs peuvent être envisagés. Les scintillateurs ont permis d'illustrer par des exemples les mesures précédentes mais il existe d'autres technologies de détection des rayonnements ionisants. Celles-ci sont décrites dans la section suivante.

1.4 Principales technologies de détection

Pour répondre aux exemples d'applications énoncées et à toutes les autres, plusieurs technologies de capteurs sont apparues. Historiquement, la plaque photographique ou la chambre à brouillard peuvent être citées mais les trois grands types de capteurs utilisés aujourd'hui sont les capteurs gazeux, les semi-conducteurs ainsi que les scintillateurs. Les premiers seront décrits dans la sous-section 1.4.1 avec les chambres d'ionisation, compteurs proportionnels et compteurs Geiger-Müller. Les capteurs semi-conducteurs sont ensuite décrits dans la sous-section 1.4.2. Enfin, la sous-section 1.4.3 s'attarde sur les scintillateurs, dont font partie les scintillateurs plastiques, capteurs au centre des travaux de la thèse. Les phénomènes physiques de génération des photons de scintillation seront ainsi décrits plus en détails.

1.4.1 Capteurs gazeux

Le principe de fonctionnement des détecteurs gazeux repose sur l'ionisation d'un gaz, contenu dans une enceinte, lors de l'interaction d'un rayonnement incident avec ses atomes. Une ten-

sion appliquée entre deux électrodes crée un champ électrique qui va mettre en mouvement les électrons et ions ainsi créés dans le gaz, engendrant l'apparition d'une charge électrique sur une ou les électrodes. En fonction de la valeur du champ électrique, trois régimes de fonctionnement principaux se distinguent : en chambre d'ionisation, en compteur proportionnel et en compteur Geiger-Müller. L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion est relativement indépendante du gaz utilisé, entre 25 et 35 eV [17, 30]. Des mélanges à base de gaz nobles sont généralement utilisés pour leur caractère inerte qui laissera dériver les électrons primaires créés sous l'effet du champ électrique sans recombinaison.

Le régime en chambre d'ionisation correspond à l'application d'une tension créant un champ électrique suffisant pour récupérer sur l'anode un signal électrique correspondant à la collection de tous les électrons primaires créés lors du passage de la particule incidente dans le détecteur. La charge électrique mesurée variera alors linéairement avec l'énergie déposée par la particule.

Dans le mode compteur proportionnel, des tensions appliquées plus importantes vont créer des champs électriques tels que les électrons générés vont être accélérés jusqu'à atteindre des énergies leur permettant d'ioniser à leur tour les atomes du gaz. Ce phénomène de multiplication (par la création d'avalanches d'ionisations) va ainsi permettre la collection d'un signal sur l'anode bien supérieur à celui du régime en chambre d'ionisation, mais toujours proportionnel à l'énergie déposée, tant qu'il est contrôlé.

En régime Geiger-Müller, la tension appliquée, encore plus grande, va engendrer une saturation des effets d'avalanche par combinaison de plusieurs effets. L'impulsion générée aura la même amplitude, quelle que soit l'énergie ou la nature du rayonnement incident. Ce détecteur, qui fonctionne toujours en saturation, ne fait donc que compter les particules sans pourvoir les discerner ni mesurer leur énergie.

Bien qu'ils permettent des mesures neutroniques avec les détecteurs à hélium 3 par exemple, la faible densité des détecteurs gazeux en fait de mauvais candidats pour la détection de photons, notamment lorsqu'il s'agit de mesurer leur énergie. L'utilisation de détecteurs solides, semi-conducteurs ou scintillateurs, sera alors plus adaptée.

1.4.2 Détecteurs semi-conducteurs

Sur le même principe que la création de paires ion-électron, les détecteurs semi-conducteurs reposent sur la création de paires électron-trou. Cependant, comme l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou est environ 10 fois plus faible (autour de 3 eV dans le silicium ou le germanium), le nombre de paires générées est alors plus important [17].

Le signal récupéré sera ainsi plus important que dans un détecteur gazeux ou à scintillation comme décrit dans la section 1.4.3 sur les scintillateurs. Ainsi, les incertitudes liées aux fluctuations statistiques sur la mesure de l'énergie déposée sont limitées. Les détecteurs à semi-conducteurs présentent donc une très bonne résolution en énergie.

Historiquement, deux matériaux semi-conducteurs ont principalement été utilisés comme milieu de détection : le silicium et le germanium. Le germanium est dense (masse volumique de $5,32\ g.cm^{-3}$) et peut-être utilisé avec de relativement grandes dimensions, en faisant un candidat idéal pour la spectrométrie de photons γ. Cependant, il est nécessaire de le refroidir

(généralement à la température de l'azote liquide) pour limiter le nombre de paires électrons-trous générées thermiquement qui viendraient dégrader le signal créé par la particule à détecter.

Le silicium, quant à lui, peut être utilisé à température ambiante, mais il est moins dense (masse volumique de $2,33\ g.cm^{-3}$) et des détecteurs silicium ne peuvent pas être fabriqués avec de grandes épaisseurs. Ils sont donc adaptés à la détection de particules chargées, de rayons X voire de photons de plus faible énergie, par exemple pour les photons de scintillation avec les SiPM, décrits plus loin en section 1.5.2.

Plus récemment, des détecteurs semi-conducteur à base de tellurure de cadmium (CdTe, ZnCdTe) ou de diamant ont été proposés et développés.

Les détecteurs gazeux et à semi-conducteurs permettent de générer une charge électrique observable. Les scintillateurs s'appuient sur un autre principe, la génération de photons de scintillation, ces aspects sont décrits dans la sous-section suivante.

1.4.3 Scintillateurs

Les scintillateurs sont des matériaux solides, parfois liquides, qui permettent la propagation et la transmission des photons dans le domaine du visible générés suite à une interaction avec un rayonnement ionisant. Pour pouvoir générer et collecter un signal électronique, il est nécessaire d'y associer un étage de conversion des photons en électrons, appelée photo-multiplication. La figure 1.15 illustre le principe de la détection de rayonnements ionisants par scintillation.

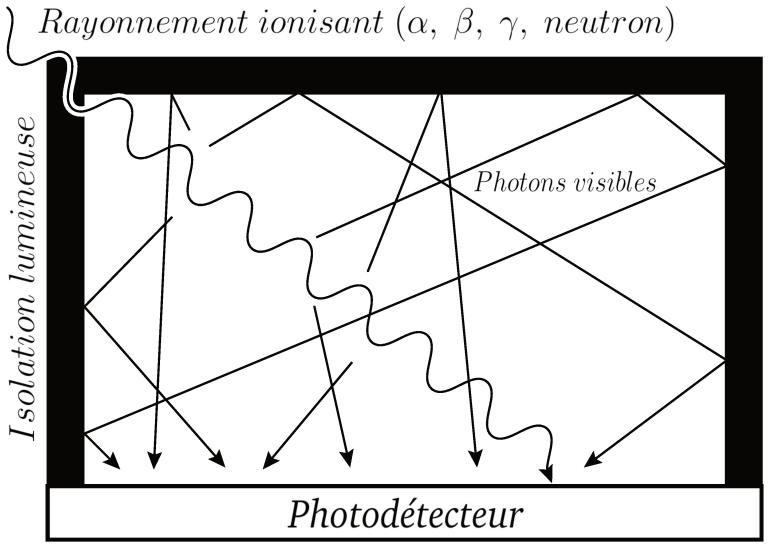

Figure 1.15 – *Principe de fonctionnement d'une détection par scintillation, les photons visibles générés lors du dépôt d'énergie par un rayonnement ionisant sont collectés par un photomultilicateur. L'ensemble du capteur est isolé de la lumière extérieure.*

Les scintillateurs diffèrent des autres types de capteurs par leur fonctionnement, en effet, la scintillation est un phénomène où l'énergie déposée par le rayonnement ionisant est convertie en photons dans le domaine du visible ou proche visible. Le produit de la détection n'est donc pas la génération d'un courant mais l'émission de photons. Le scintillateur se décline en de

nombreuses formes avec une première distinction sur son caractère organique ou inorganique.

Le mécanisme à l'œuvre dans les scintillateurs inorganiques repose sur les niveaux d'énergies de la maille du réseau cristallin, le matériau est dopé par des impuretés (des activateurs) de façon à modifier la bande interdite des électrons dans certains points de la maille. Quelques exemples de formulations parmi les nombreuses existantes sont l'iodure de sodium dopé au thallium NaI(Tl), l'iodure de césium dopé au thallium CsI(Tl), ou au sodium CsI(Na), le germanate de bismuth abrégé BGO ou encore le tungstate de cadmium abrégé $CdWO_4$ [17, 30]. Dans les scintillateurs organiques, le matériau est amorphe et résulte de la chimie organique (C et H principalement). Ce type de scintillateurs se décline sous plusieurs formes. Les cristaux purs furent les premiers utilisés avec principalement l'anthracène ($C_{14}H_{10}$) [31, 32] et le stilbène ($C_{14}H_{12}$) [32-34]. Une deuxième possibilité consiste à utiliser des solutions liquides et une dissolution dans un solvant avec l'éventuel ajout d'un composé pour décaler la longueur d'onde de sortie [17, 35]. Les scintillateurs plastiques quant à eux, mettent en jeu une polymérisation suite à la dissolution, l'utilisation de styrène, de vinyltoluène ou de méthacrylate de méthyle (Plexiglas) permet d'obtenir un plastique solide. La matrice de polymère est majoritaire dans le scintillateur, y sont ajoutés des fluorophores pour améliorer le rendement quantique et allonger la longueur d'onde d'émission. Un second fluorophore peut être ajouté pour décaler la longueur d'onde d'émission et éviter l'auto-absorption dans le scintillateur [17, 35]. Pour concevoir des capteurs réduits, il existe aussi des scintillateurs films qui nécessitent une étape de fabrication supplémentaire et sont donc un cas particulier des plastiques. Enfin, les scintillateurs organiques chargés consistent en l'ajout d'éléments de numéro atomique plus élevé pour améliorer les performances, avec par exemple du plomb ou de l'étain, la détection des rayons γ se verra améliorée, tandis que pour augmenter celle des neutrons, il est possible d'ajouter des éléments possédant une section efficace plus importante comme le bore, le lithium ou le gadolinium [17].

Les mécanismes des scintillateurs reposent sur l'interaction avec un rayonnement et la fluorescence, ces phénomènes résultent de l'excitation de la configuration électronique dans un des états excités avant son retour à un niveau d'énergie plus bas. L'intensité de la fluorescence dépend de l'énergie déposée par le rayonnement et décroit en suivant une exponentielle multiple décroissante dont la constante de temps est de l'ordre de quelques nanosecondes pour les scintillateurs organiques tandis qu'elle varie de la dizaine de nanosecondes à la microseconde pour les inorganiques.

Les scintillateurs organiques plastiques sont utilisés pour les travaux de cette thèse dans l'objectif de concevoir des systèmes portables. Les scintillateurs inorganiques et organiques non plastiques peuvent présenter un meilleur rendement lumineux ou une meilleure résolution que les plastiques, à défaut d'être plus chers ou plus lourds. Le prix réduit des scintillateurs plastiques permet en revanche de bénéficier de larges volumes, facilitant leur usage pour les grandes expériences de physique des particules. Malgré une plus faible quantité de lumière générée et une faible probabilité d'absorption totale par rapport aux scintillateurs inorganiques, les plastiques présentent l'avantage de pouvoir détecter une large gamme de rayonnements, de fournir une réponse lumineuse rapide ($\sim$ 1 à 100 ns [17, 30]) et de ne pas être toxiques donc facile à mettre en forme et à manipuler. Au contraire des inorganiques, les plastiques ne sont pas hygroscopiques, c'est-à-dire qu'ils ne retiennent pas l'eau, améliorant ainsi leur durée de vie. L'aspect plus rapide des impulsions pose de nouvelles contraintes pour les architectures embarquées car il suppose une amplification adaptée et une numérisation plus rapide, affectant

le coût. Cependant, l'utilisation de scintillateurs plastiques réduit aussi le coût du capteur. En prenant l'exemple du fabricant de scintillateurs Luxium, le scintillateur inorganique NaI(Tl) qu'ils proposent génèrent 38 photons par keV en rayonnement γ avec une constante de décroissance lumineuse de 250 ns [36]. Ils proposent aussi de nombreux scintillateurs plastiques [37], à titre d'exemple, le BC-400 a un rendement lumineux compris entre 26 et 33 % de celui du NaI(Tl). Cependant, sa constante de décroissance est de $2,4$ ns, soit 0,96 % de celui du NaI(Tl).

Les processus physiques à l'œuvre dans un scintillateur plastiques débutent avec l'excitation de la matrice qui constitue la majeure partie de la matière. Les molécules de fluorophore sont excitées à leur tour par transfert d'énergie par résonance de type Förster, un couplage dipôle-dipôle non radiatif. L'excitation peut conduire les électrons dans deux états excités : singulet et triplet. Le passage a un état singulet conserve le spin de l'électron, celui-ci garde donc son appariement avec l'état de plus basse énergie. Le retour à cet état de plus basse énergie provoque une fluorescence prompte ($\sim 10^{-9}$ à 10^{-8} s) avec l'émission d'un photon de désexcitation [38]. Un état triplet ne conserve pas l'appariement initial et modifie le spin de l'électron tout en provoquant un passage à un état excité de moins haute énergie. Deux molécules dans cet état peuvent interagir sous la forme d'une annihilation triplet-triplet, résultant en un état singulet et un état de basse énergie [39]. Ce processus est plus lent et provoque une fluorescence retardée lorsque l'état singulet rend son énergie sous forme radiative. L'état triplet peut aussi céder son énergie sous forme de phosphorescence mais avec des constantes de temps bien supérieures ($\sim 10^{-6}$ à 1 s) [38]. La figure 1.16 est un diagramme de Perrin-Jablonski [38] qui décrit les niveaux d'énergie singulet et triplet ainsi que les transitions entre les états, les relaxations sont aussi mentionnées mais n'interviennent pas dans les problématiques de la thèse.

Les rayonnement γ et neutron génèrent des états excités singulet et triplet dans le scintillateur mais leurs proportions varient. Les interactions neutrons produisent des protons qui ont une courte distance d'interaction en raison de leur masse et génèrent une forte concentration d'états triplets. Un rayonnement γ génère des électrons dans le milieu d'interaction, ceux-ci sont plus légers, parcourent une plus grande distance et favorisent les états singulets. La proportion de fluorescence retardée est donc plus importante à la suite d'une interaction neutron par rapport à la fluorescence prompte qu'elle ne l'est pour une interaction γ [39]. Cette différence mène à des impulsions lumineuses plus étalées dans le temps dans le cas d'un neutron.

Les scintillateurs inorganiques permettent d'interagir avec les rayonnements γ par absorption photoélectrique, les performances en spectrométrie et en discrimination de particules se verront donc améliorer. Cependant, les scintillateurs organiques bénéficient d'une réponse rapide qui leur permet d'être utilisés pour des applications à haut taux de comptage tout en discriminant les particules. Plus spécifiquement, les scintillateurs plastiques permettent une détection des rayonnements à moindre coût tout en permettant des mesures de spectrométrie et de discrimination de particules.

La scintillation génère des photons dans le domaine visible ou proche visible. Une mesure mettant en jeu des scintillateurs nécessite donc une étape de conversion supplémentaire pour passer d'un flux de photons à un signal électrique exploitable. La section suivante décrit les photodétecteurs généralement utilisés avec des scintillateurs pour leur temps de réponse : les PMT et les SiPM.

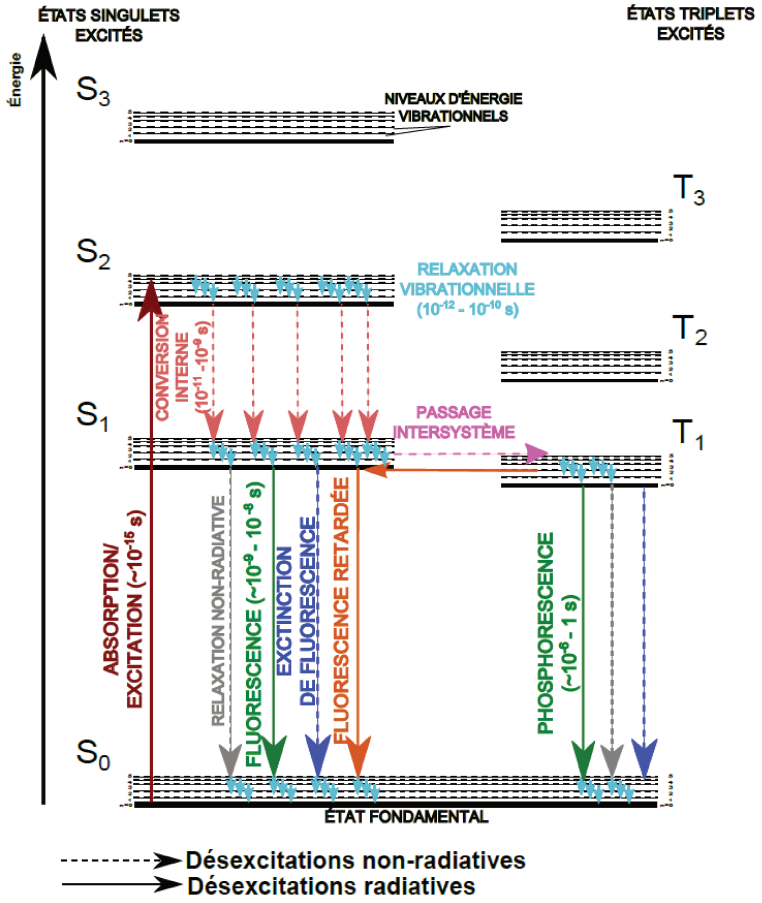

Figure 1.16 – *Diagramme de Perrin-Jablonski, extrait de [38].*

1.5 La photodétection pour la scintillation

Les scintillateurs génèrent de très faibles intensités lumineuses, allant de quelques photons pour les plus basses énergies à quelques milliers pour les particules plus énergétiques. Les temps caractéristiques de luminescence des scintillateurs plastiques étant de l'ordre de la nanoseconde, un photodétecteur adapté doit être utilisé. Pour répondre à ces contraintes, le PMT est apparu dans les années 1930 avec une nouvelle méthode de multiplication des électrons proposée par L. A. Kubetsky [40]. Il s'agit d'un tube contenant des dynodes placées sous vide, son fonctionnement sera décrit en détails en sous-section 1.5.1 car le chapitre suivant s'appuie sur certains des résultats obtenus dans cette section. Une seconde technologie est apparue au fur et à mesure d'améliorations technologiques depuis la fin du 20ème siècle avec les SiPM. Ils s'appuient sur le principe de la photodiode, leur comportement sera décrit en section 1.5.2. Ces deux capteurs agissent en deux étapes, la conversion du photon incident en électron, puis sa multiplication pour générer une charge observable. Leurs caractéristiques seront comparées en sous-section 1.5.3.

1.5.1 PMT

Les PMT existent sous des formes géométriques variées mais le principe de conversion reste le même pour toutes les configurations. Les quatre principales sont les montages en cage circulaire,

boîte et grille, rideau vénitien et linéairement focalisé. Tous possèdent une photocathode, des dynodes et une anode de collection des électrons.

Le rôle de la photocathode consiste en la conversion d'un photon incident en un électron. L'énergie du photon est absorbée et transférée à un électron qui doit migrer pour atteindre la surface avant d'être émis dans le vide du PMT. Suffisamment d'énergie doit donc être transmise pour permettre à l'électron d'être éjecté dans le vide à la suite d'éventuelles collisions dans le matériau de la photocathode. L'énergie nécessaire à l'éjection une fois la surface atteinte est appelée barrière de potentiel de surface. Les épaisseurs photosensibles étant de l'ordre de quelques dizaines de nm pour permettre aux électrons de s'échapper, celles-ci sont déposées sur un matériau transparent à l'entrée du PMT. Le matériau utilisé joue donc un rôle primordial et détermine une énergie minimum sous laquelle l'émission d'électron n'est pas possible. Choisir un matériau à la barrière de potentiel faible diminue l'énergie nécessaire des photons mais augmente les émissions dues à la température, appelées bruit thermo-ionique. Pour les métaux, celui-ci est de l'ordre de 10^2 $m^{-2}.s^{-1}$ tandis qu'il peut atteindre 10^6 voire 10^8 $m^{-2}.s^{-1}$ dans les semi-conducteurs [17]. Diminuer le seuil de sensibilité avec le choix du matériau augmente donc le nombre de déclenchements dûs au bruit. Pour un PMT donné, l'efficacité quantique de la photocathode QE $[-]$ se définit comme le nombre d'électrons générés n_e $[-]$ par rapport au nombre de photons incidents n_p $[-]$, elle dépendra de la longueur d'onde λ $[m]$ du photon selon un abaque fourni par le fabricant :

$$QE(\lambda) = \frac{n_e}{n_p} \tag{1.25}$$

Le choix du scintillateur et du PMT doit donc se faire en concordance pour maximiser le rendement quantique au pic d'émission du scintillateur mais aussi leurs indices de réfraction. Les matériaux utilisés pour la photocathode sont typiquement dits multi-alcali (base Na_2KSb) ou bi-alcali (base K_2CsSb). Ces matériaux permettent d'atteindre une efficacité quantique de 30 à 35 % pour leur longueur d'onde optimale [17].

Une fois la conversion effectuée, le principe de multiplication repose sur une série de dynodes qui vont attirer successivement les électrons. Un schéma de principe du fonctionnement d'un PMT est illustré par la figure 1.17.

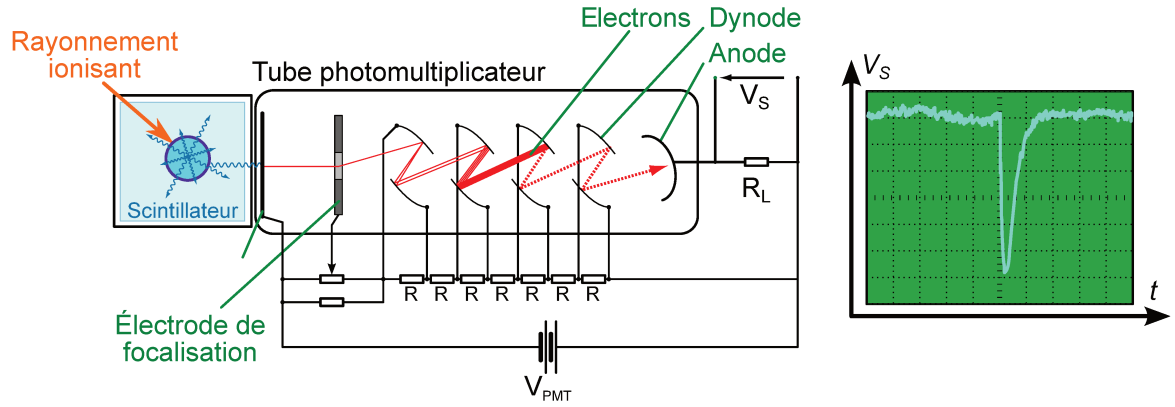

Figure 1.17 – *Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur, du rayonnement ionisant à l'impulsion électrique.*

La photocathode est placée à bas potentiel, dans l'ordre des dynodes, chacune voit son potentiel augmenter par rapport à la précédente et enfin, l'anode du PMT est placée au plus haut potentiel. Le PMT R464 d'Hamamatsu s'alimente par exemple avec une tension de 1500 V entre la cathode et l'anode [41]. Un pont diviseur de tensions assure la répartition des tensions intermédiaires sur les douze dynodes.

Une fois l'électron libéré de la cathode dans le vide, il est focalisé et attiré par la première dynode de potentiel plus élevé que la photocathode. La multiplication des électrons repose sur la génération d'électrons secondaires. En considérant la masse de l'électron m_e $[kg]$, la constante de Boltzmann k $(1,380\,649.10^{-23}\ J.K^{-1})$ et la température T $[K]$, la vitesse d'émission thermique des électrons v_0 $[m.s^{-1}]$ s'exprime comme :

$$\frac{1}{2}m_e.v_0^2 = \frac{3}{2}k.T \Rightarrow v_0 = \sqrt{\frac{3k.T}{m_e}} \tag{1.26}$$

$$v_0(T = 300\ K) = \sqrt{\frac{3 \times 1,380649 \times 10^{-23} \times 300}{9,109 \times 10^{-31}}} \tag{1.27}$$

$$v_0(T = 300\ K) = 1,17.10^5 m.s^{-1} \tag{1.28}$$

Par conservation de l'énergie mécanique, il est possible de trouver la vitesse v_e $[m.s{-}1]$ de l'électron lorsqu'il parvient à la première dynode :

$$\frac{1}{2}m_e.v_e^2 - e.V_{dynode} = \frac{1}{2}m_e.v_0^2 + e.V_{cathode} \tag{1.29}$$

$$v_0 \ll v_e\ et\ V_{cathode} = 0 \Rightarrow v_e = \sqrt{\frac{2e.V_{dynode}}{m_e}} \tag{1.30}$$

$$v_e(V_{dynode} = 300\ V) = 1,03.10^7\ m.s^{-1} \tag{1.31}$$

avec e la charge élémentaire $[C]$ et V_{dynode} le potentiel de la première dynode $[V]$. L'électron primaire vient acquérir une énergie $e.V$ lui permettant en théorie d'extraire une trentaine d'électrons de la dynode. Cependant, comme dans la photocathode, tous les électrons générés n'atteignent pas la surface. Le facteur multiplicatif δ $[-]$ se définit comme le nombre d'électrons secondaires générés par la dynode pour un électron incident : $n_{e,secondaires}$. Cette valeur dépend de l'énergie de l'électron incident. Peu énergétique, il ne permet qu'à quelques électrons de s'extraire, mais plus il l'est, plus il pénètre loin dans la dynode et alors les électrons ne sont plus capables de s'extraire de la matière. Un optimum existe entre ces deux cas extrêmes. Autour de 10 keV, le facteur δ peut atteindre 10 pour des matériaux comme le BeO, MgO ou CS_3Sb mais 5 est une valeur plus commune qui apparaît dans la littérature [17]. Des matériaux à affinité électronique négative existent comme le phosphure de gallium, pour lequel le facteur multiplicatif peut atteindre 60, aux dépends d'un temps caractéristique de diffusion plus important [17].

Les électrons secondaires générés par la première dynode suivent le même processus que l'électron primaire. Leur extraction est suivie d'une accélération vers une deuxième dynode de potentiel plus élevé, où aura lieu une deuxième multiplication. Un PMT est constitué d'une dizaine de dynodes. Le gain d'un PMT, G $[-]$ peut alors être décrit par le nombre d'étages N $[-]$ et un coefficient α $[-]$, image de la qualité de collecte des électrons par les dynodes (proche de 1 pour des designs industriels) :

$$G = \alpha.\delta^N \tag{1.32}$$

Pour un PMT usuel, en prenant $\delta = 5$, un nombre d'étages N égal à 9 donnera un gain d'environ 2×10^6 électrons/photon. δ variant avec l'énergie des électrons primaires, le gain sera aussi sensible à la tension de polarisation du PMT. La production d'électrons secondaires s'assimile à un processus poissonnien dont la valeur moyenne est δ et l'écart-type $\sigma = \sqrt{\delta}$. La variance relative $V_{dynode,r}$ vaut alors :

$$V_{dynode,r} = \left(\frac{\sigma}{\delta}\right)^2 = \frac{1}{\delta} \tag{1.33}$$

Le gain total du PMT de moyenne δ^N possède alors une variance $V_{PMT,r}$:

$$V_{PMT,r} = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\delta^i} \cong \frac{1}{\delta - 1} \tag{1.34}$$

Les PMT présentent aussi d'excellentes résolutions temporelles. En prenant l'exemple des modèles à focalisation linéaire, chez le fabricant Hamamatsu :

- le temps de montée est compris entre $0,7$ et 3 ns,
- la décroissance, entre 1 et 10 ns,
- la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, entre $1,3$ et 5 ns,
- le temps de parcours, entre 16 et 50 ns avec une déviation entre $0,37$ et $1,1$ ns.

Le PMT reste aujourd'hui la technologie privilégiée de par sa résolution temporelle et son gain. Il existe cependant des alternatives à l'utilisation des tubes avec les photodiodes. Ces capteurs solides permettent un meilleur rendement quantique et une insensibilité aux champs magnétiques ($7\ T$) [42] aux dépends d'un bruit thermique plus élevé et d'une dépendance accrue à la température.

1.5.2 Photodiodes et physique du SiPM

Les photodiodes utilisées pour la scintillation fonctionnent toutes sur le principe de l'effet photoélectrique. Les photons visibles en provenance du scintillateur possèdent une énergie $h.\nu$ capable de créer une paire électron-trou dans le matériau de la photodiode.

Une photodiode classique est formée par une jonction PN, c'est-à-dire un matériau semi-conducteur avec une zone dopée en charge positive (P) et l'autre en charge négative (N). La zone P voit par exemple un matériau silicium dopé par l'ajout d'atomes de bore, dont la couche de valence possède trois électrons. Le silicium formant quatre liaisons, l'ajout de bore dans un cristal silicium provoque l'apparition d'une lacune électronique, un trou. La zone N est quant à elle dopée par l'ajout de phosphore par exemple, dont la couche de valence possède cinq électrons. Son ajout apporte alors un électron supplémentaire à la structure cristalline.

La juxtaposition des zones P et N crée à leur interface une zone de déplétion sans porteur de charge libre (exceptés les porteurs générés thermiquement) où apparaît un champ électrique. Une photodiode classique voit les charges créées dans cette zone par l'effet photoélectrique dériver vers la zone P pour les électrons et la zone N pour les trous. Une polarisation est appliquée aux bornes de la photodiode pour procéder à la collecte des charges. La zone de déplétion étant la surface sensible, elle peut être agrandie par l'ajout d'une zone dite intrinsèque,

non dopée entre les zones P et N. Celle-ci propage le champ électrique tout en augmentant la surface de détection, il s'agira alors d'une diode PIN. L'ajout de cette couche inerte permet de diminuer la capacité équivalente et ainsi d'augmenter la bande passante de l'impulsion [43].

Ce type de photodiode ne possède pas de gain intrinsèque. Pour quelques milliers de photons de scintillations, au maximum, cette même quantité d'électrons est collectée par l'anode. Si des impulsions de faible énergie sont observées, le bruit électronique ne permet pas de quantifier la contribution uniquement lumineuse, elles peuvent même passer inaperçues. Leur utilisation se limite donc aux hautes énergies ou à des photodiodes de petite taille pour lesquelles le bruit sera réduit. Le bruit provient dans un premier temps de l'électronique de traitement, et particulièrement l'amplificateur placé à la suite du capteur, pour lequel le bruit augmente avec la capacité interne de la diode. Le second provient du courant de fuite de la diode. Ces deux sources verront leur effet augmenter avec la taille du capteur. Augmenter le temps de mise en forme de l'électronique d'acquisition permet de réduire le premier mais augmente le second, demandant de déterminer un compromis. Le choix de cet équilibre doit aussi prendre en compte l'application visée car allonger les impulsions permet une numérisation facilitée mais augmente le risque d'empilement.

L'augmentation de la tension de polarisation permet aux paires électron-trou d'acquérir de l'énergie et ainsi de générer de nouvelles paires. Des photodiodes à avalanche possèdent un gain dépendant de la tension selon une loi linéaire. La charge générée est le produit de la capacité de la photodiode et de la tension au-dessus de la tension d'avalanche, comme exposé plus loin avec l'équation 1.35. Le gain dépend aussi fortement de la température avec des variations de l'ordre de 2 $\%.K^{-1}$. Cette technologie nécessite une alimentation ajustée selon les performances en résolution en énergie attendues. Plusieurs sources peuvent aussi venir la dégrader comme la variation du nombre de charges créées ou multipliées dans l'avalanche ainsi que la localisation de l'impact qui influe sur le temps de collecte des charges [44].

A partir d'une tension de seuil, les trous génèrent aussi des dissociations de paires, l'avalanche devient auto-entretenue. Par analogie, ce comportement est appelé mode Geiger et représente la base du fonctionnement d'un photomultiplicateur silicium, ou SiPM. Les premiers travaux sur l'exploitation du mode Geiger pour des photodiodes remontent à la fin des années 1980 dans des instituts russes mais la technologie utilisée vieillissait rapidement pour un bruit trop important [45].

Comme la photodiode, un SiPM est composé de plusieurs couches de silicium de différents dopages. En surface, deux structures sont possibles, des dopages N sur P favorisent la détection des plus grandes longueurs d'onde (rouge, IR) pour lesquelles un plus fort gain et une meilleure sensibilité sont obtenues en comparaison des dopages P sur N qui favorisent réciproquement la détection des plus courtes longueurs d'onde (bleu, UV) [43]. Plus en profondeur, une couche d'épitaxie est placée avant le substrat [43-45]. Dans un SiPM, les longueurs d'onde de moins de 500 nm sont absorbées par 1 μm de silicium tandis que 200 μm sont nécessaires pour absorber les longueurs d'onde de moins de 1000 nm [46]. Plus la zone d'interaction sera épaisse, plus la longueur d'onde absorbée sera grande et la capacité parasite du capteur en est réduite mais cela augmentera aussi le nombre d'impulsions thermiques (dues à la température) [43]. En effet, la température augmente l'agitation thermique dans le semi-conducteur, un électron généré dans la photodiode perdra alors plus d'énergie dans des collisions et sera moins susceptible d'en céder

pour créer une nouvelle paire. La tension d'avalanche augmente avec la température car il est alors nécessaire d'apporter plus d'énergie aux électrons.

L'avalanche doit être stoppée pour être capable d'observer une nouvelle interaction. Cette limitation de l'avalanche est appelée *quenching* et s'effectue de manière passive ou active. Le *quenching* actif consiste à utiliser des transistors pour mesurer le courant de sortie et diminuer la tension de polarisation si une avalanche est mesurée. Le *quenching* passif est utilisé dans la plupart des technologies de SiPM commerciaux et met en jeu une résistance de quelques kiloohms en série avec la photodiode. Lorsqu'un courant s'établit dans la photodiode, et donc dans cette résistance, une tension apparaît à ses bornes et la tension de polarisation de la photodiode diminue en conséquence. L'avalanche s'arrête, le courant diminue, jusqu'à ce que la tension de polarisation de la photodiode reprenne alors sa valeur nominale pour préparer un éventuel nouveau déclenchement.

L'ensemble formé de la photodiode et de sa résistance de *quenching* sera appelé micro-cellule. Dans cette configuration, la charge libérée par la photodiode ne dépend pas de l'énergie du photon ni du nombre de photons impactant le capteur dans la fenêtre temporelle de l'avalanche. Ces informations sont perdues au profit d'un gain supérieur à la photodiode classique. En notant Q la charge générée $[C]$, e la charge élémentaire $[C]$, $C_{\mu-cellule}$ la capacité totale de la micro-cellule du SiPM $[F]$, V_{pol} la tension de polarisation aux bornes du SiPM $[V]$, V_{av} la tension d'avalanche seuil $[V]$, G le gain du SiPM $[-]$ s'exprime comme :

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{C_{\mu-cellule}.(V_{pol} - V_{av})}{e} \tag{1.35}$$

Suite au déclenchement d'une micro-cellule, celle-ci devient aveugle le temps de la recharge de la tension de polarisation. En notant C_{par} la capacité parasite provenant de la résistance de *quenching* et du routage $[F]$, le temps de recharge τ_R $[s]$ s'exprime comme : [44]

$$\tau_R = R_q.(C_d + C_{par}) \tag{1.36}$$

Le gain dans un SiPM donné ne dépend ainsi que de la température et de la tension de polarisation. Une fois fixées, chaque micro-cellule délivre une charge fixe lors de l'avalanche. Une micro-cellule délivre un signal binaire. Un SiPM consiste en des milliers de ces photodiodes Geiger de façon à obtenir l'information du flux lumineux. Chaque photodiode forme une micro-cellule d'une dizaine de micromètres dont l'ensemble s'assemble en une matrice de détection de quelques millimètres. Par exemple, un SiPM Onsemi de série C et de référence 30035 est une matrice carrée de 3 mm de côté, formée de 4774 cellules de 35 μm [47]. Les micro-cellules sont toutes placées en parallèle, suite à une détection, une impulsion de charge proportionnelle au nombre de micro-cellules activées apparaît sur la sortie du SiPM. La figure 1.18 montre une micro-cellule de 50 μm parmi d'autres, formant un SiPM d'Hamamatsu [43].

Similairement au PMT, les photons impactant le SiPM ne mènent pas tous à une avalanche. Le photon doit d'abord toucher une zone active de détection et non la résistance de *quenching* ou une zone de routage. Cette probabilité s'exprime géométriquement par le facteur de remplissage. Il augmente avec la taille des micro-cellules du SiPM (de 25 à 90 %) de par l'incompressibilité de certains éléments. En raison de la distribution des lignes de champ dans le semi-conducteur,

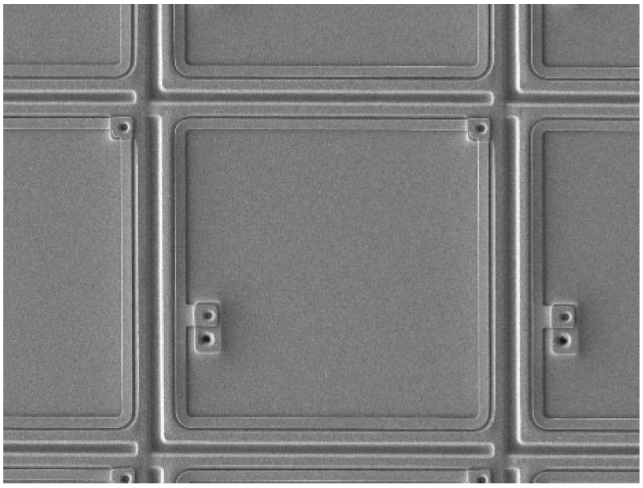

Figure 1.18 – *Micro-cellule composée d'une photodiode et de sa résistance de quenching (en forme de L sur les bords inférieur et gauche) du constructeur Hamamatsu, figure extraite de [43] - reproduite avec l'autorisation d'Hamamatsu.*

ce paramètre dépend aussi de la tension de polarisation. Le rendement quantique dépeint ensuite la même situation que pour le PMT, un photon génère une paire électron-trou avec une certaine probabilité, nommée rendement quantique. Il dépend de l'énergie initiale du photon. Enfin, lorsqu'une paire est créée, l'avalanche s'enclenche avec une probabilité qui dépend aussi de l'énergie du photon, ainsi que de la tension de polarisation. En notant FF le facteur de remplissage $[-]$, QE le rendement quantique $[-]$ et P_{av} la probabilité pour une paire de générer une avalanche $[-]$, il en résulte la probabilité de photo-détection (PDE $[-]$, de l'anglais *Photo-Detection-Efficiency*) pour un photon impactant le SiPM de générer une impulsion sur sa sortie :

$$PDE = FF.QE.P_{av}. \tag{1.37}$$

A la longueur d'onde optimale et aux tensions de polarisation maximum, le PDE peut atteindre près de 70 % [48].

La forme des impulsions en sortie de SiPM dépend de ses composants internes. La figure 1.19 montre l'influence des paramètres du SiPM sur une schématisation de l'impulsion de sortie. En notant R_q la résistance de *quenching* $[\Omega]$, R_s la résistance équivalente de la photodiode $[\Omega]$, C_d la capacité équivalente de la photodiode $[F]$, V_{bd} la tension d'avalanche $[V]$ et V_{bias} la tension de polarisation $[V]$, l'intensité maximale $[A]$, la forme de la montée et de la décroissance sont exprimées sur la figure 1.19.

La capacité parasite du boîtier SiPM ainsi que celles des cartes électroniques viennent aussi s'ajouter à la capacité de la photodiode, causant un allongement du signal. Le temps caractéristique de la décroissance augmente avec le nombre de micro-cellules et la taille du SiPM. Cette décroissance lente est l'un des défauts de cette technologie car elle augmente le risque d'empilements des impulsions.

L'autre principal défaut des SiPM réside dans les impulsions dues à la température, même dans l'obscurité. En l'absence de photon, des paires électron-trou se séparent en raison de l'énergie thermique des atomes qui évolue en $k.T$ $[J]$ avec k la constante de Boltzmann $[J.K^{-1}]$

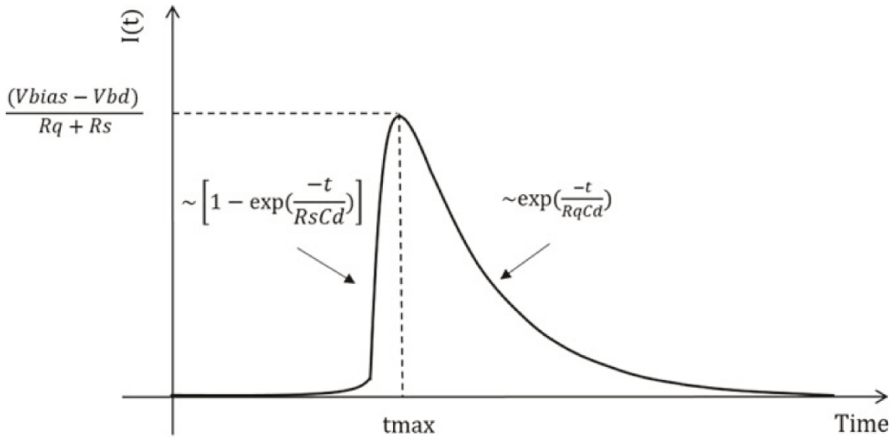

FIGURE 1.19 – *Impulsion schématique en sortie de SiPM en fonction de ses paramètres technologiques, figure extraite de [49] - reproduite avec l'autorisation de Springer Nature.*

et T la température $[K]$. Une telle dissociation est identique à une détection de photon. Son taux d'occurrence ne peut se limiter que par une diminution de la température. Le nombre de telles détections par seconde est appelé taux d'obscurité $[Hz]$, tandis que le courant qu'elles génèrent est appelé courant d'obscurité $[A]$. Le SiPM C-30035 mentionné précédemment se présente comme une référence à faible taux de détections dues à la température chez Onsemi. En valeurs typiques, le taux d'obscurité est de 300 kHz pour un courant généré de 154 nA [47]. Pour observer des impulsions monophotoniques, un montage faible bruit doit être mis en œuvre. Dans la plupart des applications cependant, l'observation du photon unique n'est pas un objectif et un seuil de détection correspondant à plusieurs photons est mis en place.

De la même façon qu'un photon génère une dissociation de paire électron-trou, une recombinaison de paire peut survenir dans le semi-conducteur. Lors d'une avalanche dans la photodiode, cette recombinaison peut mener à l'émission d'un photon avec un taux estimé à 3.10^{-5} [50, 51]. Une fois le photon libéré, il peut interagir avec plusieurs zones du semi-conducteur. Une nouvelle création de paire peut survenir et mener à l'apparition d'une avalanche. Une interaction dans la zone du substrat peut générer un électron qui peut ensuite migrer en traversant la couche épitaxiale et rejoindre la zone active de détection. L'avalanche générée est une diaphonie retardée. Le photon peut directement rejoindre la couche active et provoquer une diaphonie dite directe ou prompte. Il peut aussi être réfléchi par la couche protectrice du capteur et générer une diaphonie dite externe. Suivant le temps de propagation, ce phénomène génère une amplitude doublée par rapport à celle qui devrait être effectivement mesurée, un empilement des impulsions ou une détection supplémentaire. Les technologies de SiPM peuvent désormais intégrer des protections optiques pour séparer les micro-cellules et limiter ces effets [52].

Le dernier effet indésirable des SiPM sont les impulsions secondaires. Lors de l'avalanche ou suite à une diaphonie, un électron peut rester libre suffisamment longtemps pour être dissocié de la détection initiale. S'il retourne en zone active, il peut provoquer une nouvelle avalanche, une impulsion secondaire. En sortie de SiPM, diaphonie et impulsions secondaires mènent au même phénomène, des impulsions non désirées. La probabilité des deux augmente avec la tension de polarisation mais seule la taille croissante des micro-cellules augmente la diaphonie. Suivant le phénomène physique à l'œuvre, elle est immédiate ou retardée de quelques microsecondes par

rapport à l'avalanche initiale.

Les SiPM peuvent être utilisés pour la photomultiplication des photons de scintillation, tout comme les PMT. Les deux technologies présentent des avantages et des compromis, qui sont exposés dans la sous-section suivante.

1.5.3 Comparaison des technologies

PMT et SiPM possèdent chacun leurs points forts et se destinent à des utilisations différentes de par la nature de leur fonctionnement. La compacité et la résistance mécanique des SiPM ainsi que leur plus faible tension de fonctionnement et leur prix plus abordable [27, 53-55] en font une technologie privilégiée lorsqu'il s'agit de concevoir des systèmes portables [56-58]. Ils peuvent aussi supporter une exposition directe à la lumière (avec une hausse de la consommation et un échauffement) tandis que les PMT peuvent être rendus inutilisables [59]. En tant que capteur solide, le SiPM possède aussi une meilleure efficacité de photodétection, typiquement de 50 % contre environ 40 % pour les PMT [55]. Dans le cadre d'un environnement de forts champs magnétiques, les PMT voient les électrons dévier de leur trajectoire, un blindage est donc nécessaire mais peut être insuffisant alors que les SiPM y sont immunisés [54], aucune différence notable n'ayant été observée dans leurs performances jusqu'à 7 T [42].

Le bruit électronique est le principal défaut des SiPM et particulièrement les impulsions thermiques. Cet aspect détériore les performances des applications influencées par le rapport signal à bruit telles que la spectrométrie ou la discrimination de particules. Sur un scintillateur inorganique CLYC, une étude [55] montre une détérioration de la largeur du pic photoélectrique du césium 137, passant de 5,2 % pour un PMT (Hamamatsu R6233-100) à 6,5 % pour un SiPM (Hamamatsu S14161-6050HS-04), attribuée aux déclenchements thermiques. Les performances en discrimination sont au mieux égales, mais plus souvent détériorées par l'utilisation de SiPM, particulièrement aux faibles énergies où l'importance relative du bruit augmente [27, 53-55].

L'intégration des SiPM en fait cependant des photodétecteurs adaptés aux systèmes portables. L'une des problématiques réside alors dans la fréquence de numérisation, réduite dans de tels appareils, en raison du coût et des contraintes de consommation. Ainsi, pour tirer profit des atouts des SiPM, une attention spécifique doit être portée à l'électronique de traitement. La décroissance lente des impulsions SiPM est due à la capacité équivalente du capteur pouvant aller jusqu'à quelques nanofarads [47, 60]. Un PMT possède une capacité équivalente plus faible, de l'ordre de la dizaine de picofarads [61], générant des impulsions plus courtes. Bien qu'une décroissance plus lente permet d'obtenir plus de points lors de la numérisation, cette différence dans les temps de décroissance peut s'avérer critique lorsqu'un système doit diminuer le risque d'empilements des impulsions. L'électronique pour les SiPM permet de réduire ce temps de décroissance en diminuant la résistance de charge ou en mettant en place des circuits de compensation.

Une fois les problématiques d'empilement adressées ou du moins, connues, il est possible de profiter des capacités des SiPM par rapport aux PMT, pour la localisation par exemple. Le comptage, la spectrométrie, la discrimination de particules, la mesure temporelle ainsi que la localisation peuvent être envisagées avec des SiPM. Dans ce cadre cependant, l'électronique est cruciale pour conserver et extraire l'information recherchée dans le signal du SiPM.

La section suivante adresse ainsi un état de l'art des électroniques de lecture mises en place pour les mesures avec des SiPM ainsi que les traitements réalisés pour répondre aux différentes applications de l'instrumentation nucléaire.

Résumé du chapitre 1 : une introduction à la photodétection pour la scintillation

Ce chapitre présente une introduction à la radioactivité et à l'instrumentation nucléaire avant de plonger plus spécifiquement dans la mesure de rayonnements ionisants par scintillation à l'aide de photodétecteurs.

- La radioactivité peut mettre en jeu plusieurs types de particules : α, $\beta+$, $\beta-$, γ et neutrons. Une source est ainsi définie par le type de particules émises, leur énergie ainsi que l'activité.
- Plusieurs applications tirent parti de ces mesures : l'astronomie, le médical, la sûreté, la sécurité et le démantèlement.
- Une mesure de rayonnements ionisants peut avoir plusieurs objectifs : le comptage, la mesure de l'énergie, la localisation dans une matrice de détection, la discrimination de particules ou la mesure temporelle. Toutes ces mesures sont négativement impactées par l'empilement des impulsions.
- Les capteurs gazeux, semi-conducteurs et les scintillateurs sont différentes technologies de capteurs. Les scintillateurs plastiques sont au cœur de cette étude, ils permettent de détecter une large gamme de rayonnements avec des impulsions de quelques dizaines de nanosecondes, en plus de bénéficier d'un coût réduit et d'une mise en forme facilitée.
- La mesure par scintillation nécessite une seconde étape de conversion pour générer des impulsions électriques à partir des photons de scintillation. Pour cela, deux grands types de photodétecteurs existent : les tubes photomultiplicateurs (PMT) et les photomultiplicateurs silicium (SiPM).

Le chapitre suivant propose un état de l'art couvrant l'électronique de traitement pour SiPM ainsi que les modèles de simulation SiPM et PMT qui peuvent être utilisés pour son développement.

Summary of chapter 1 : an introduction to photodetection for scintillation

This chapter provides an introduction to radioactivity and nuclear instrumentation before delving more specifically into the measurement of ionising radiation by scintillation using photodetectors.

- Radioactivity can involve several types of particles : α, $\beta+$, $\beta-$, γ and neutrons. A source is thus defined by the emitted particles' type, energy and activity.
- Several applications benefit from these measurements : astronomy, medicine, safety, security and decommissioning.
- Measuring ionising radiation can achieve several goals : counting, energy measurement, localisation in a detection matrix, particle discrimination or timing measurement. All these measurements are undermined by pulse pile-up.
- Gas detectors, semiconductors and scintillators are the main detectors. This study focuses on plastic scintillators, which can detect a wide range of radiation with pulses of tens of nanoseconds. Moreover, they benefit from reduced costs and easy manufacturing.
- Scintillation measurements involve a second conversion step to output electric pulses from scintillation photons. For this purpose, the two main technologies are the photomultiplier tube (PMT) and the silicon photomultiplier (SiPM).

The next chapter presents an overview/state of the art on SiPM processing electronics and PMT and SiPM simulation models, which can be used for their development.

Chapitre 2

Électronique pour l'instrumentation des SiPM, un état de l'art

Sommaire

2.1 Traitement d'impulsions générées par un SiPM 43
2.2 Localisation par le multiplexage 44
2.3 ASIC pour la lecture des signaux SiPM 49
2.3.1 ASIC pour la calorimétrie avec des SiPM 50
2.3.2 ASIC pour la datation avec des SiPM, exemple de la tomographie à émission de positons 54
2.3.3 ASIC pour d'autres domaines d'applications 58
2.4 Techniques de discrimination de particules 59
2.4.1 Mesure de temps de vol 60
2.4.2 Méthodes de discrimination par mesure de forme d'impulsion 61
2.5 État de l'art des chaînes d'acquisition pour la discrimination avec des SiPM en scintillation plastique 66
2.6 Modèles de simulation de PMT et SiPM 74
2.6.1 Modèles de simulation PMT 74
2.6.2 Modèle de simulation SiPM 78

Le chapitre 1 a présenté les principes de la radioactivité et de sa mesure avant de se focaliser sur la scintillation, laquelle nécessite une étape de photomultiplication. Les photomultiplicateurs silicium (SiPM) sont des photodétecteurs aux nombreux atouts pour concevoir des systèmes portables. Ils permettent de remplacer les tubes photomultiplicateurs (PMT), bien que les SiPM soient victimes de différentes contributions détériorant plus fortement le rapport signal sur bruit. Les impulsions générées par les SiPM sont aussi plus longues, augmentant le risque d'empilement et réduisant alors les capacités de taux de comptage. L'objectif de ce chapitre est de dresser une revue de la littérature de l'électronique pour le traitement des signaux SiPM ainsi que pour les modèles de simulation existants pour PMT et SiPM. Dans cette introduction, la figure 2.1 décrite plus en détails dans la section 2.1, pourra servir de diagramme type tout au long du chapitre pour la compréhension des chaînes d'instrumentation nucléaire.

Les SiPM étant une technologie plus récente que les PMT, les améliorations technologiques apportent encore aujourd'hui des fonctionnalités aux SiPM, telles qu'un rendement de détection amélioré dans l'infrarouge ou les ultraviolets, des zones actives de plus grande surface ou encore une réduction des détections thermiques ou de la diaphonie. Ces améliorations sont l'œuvre de constructeurs tels qu'Hamamatsu, Onsemi, Broadcom ou de laboratoires impliqués dans leur développement comme la fondation Bruno Kessler ou l'université de Sherbrooke. Il s'agit d'un premier axe d'amélioration qui bénéficie des avancées constantes de l'industrie des semi-conducteurs.

La seconde partie des développements pour les SiPM consiste à améliorer le traitement de leur signal de sortie, c'est-à-dire l'électronique de lecture. Celle-ci se doit d'aller de paire avec la taille réduite des SiPM pour profiter de leur intégration. Il s'agit ici de la problématique de la thèse : comprendre l'impact de l'électronique sur la mesure avec des SiPM et en proposer des voies d'amélioration en vue de leur intégration dans des systèmes portables. Ce photodétecteur de quelques millimètres permet de construire des matrices de SiPM. Avec plusieurs capteurs, la dynamique de mesure augmente, il est possible de détecter un plus grand nombre de photons simultanément. Une matrice permet aussi de réaliser une mesure de localisation en remontant au SiPM où un évènement a eu lieu. Cette information peut permettre de reconstruire une carte des interactions et ainsi conduire à des applications d'imagerie. En prolongeant les scintillateurs avec des fibres optiques, il est aussi possible de connaître la zone d'interaction d'un rayonnement ionisant dans le cadre d'un réseau de scintillateurs. Le projet CLEANDEM [62] en est un exemple, dans le cadre d'applications de démantèlement. Les généralités sur le traitement des impulsions SiPM sont présentées en section 2.1. Les stratégies permettant de réaliser des mesures de localisation sont présentées en section 2.2. Pour mesurer un grand nombre de voies afin de localiser un évènement, les *Application-Specific Integrated Circuits* (ASIC) permettent une forte intégration. La section 2.3 présente certaines références d'ASIC ainsi que les mesures qu'ils peuvent réaliser et leur domaine d'application cible. En effet, toutes les applications ne justifient pas le développement d'un ASIC, ils sont plutôt présents dans l'électronique des grandes expériences comme pour les accélérateurs par exemple ou dans les marchés fortement concurrentiels telle que l'imagerie médicale avec la ToF-PET (de l'anglais *Time-of-Flight Positron-Emission Tomography*) mentionnée précédemment en sous-section 1.2.3. Si le nombre de voies n'est pas primordial pour un système, de nombreux développements sans ASIC permettent d'utiliser des SiPM pour du comptage, de la spectrométrie ou de la discrimination de particules. La discrimination de particules est une mesure pour laquelle les développements sont moins nombreux, il s'agit pourtant d'une problématique primordiale pour le démantèlement, la radioprotection ou la sécurité. Différentes techniques pour la discrimination des particules sont présentées en section 2.4 car il s'agit d'une mesure qui nécessite généralement de conserver la forme de l'impulsion, au contraire d'applications comme le comptage par exemple. En section 2.5, sont présentés les systèmes mettant en jeu des SiPM pour la discrimination de particules. Enfin, pour réaliser tous ces développements, des outils ont été mis en place pour aider à la conception électronique avec des modèles de simulation pour SiPM. Ils permettent de modéliser le comportement du capteur de façon à dimensionner les systèmes de mesure et de connaître l'impact de l'électronique sur la mesure. La section 2.6 présentent les différents modèles SiPM proposés par la littérature. Les modèles PMT y sont aussi présentés, ils permettent de comparer les performances des capteurs entre eux et ainsi de justifier des choix de conception.

2.1 Traitement d'impulsions générées par un SiPM

Les SiPM génèrent des impulsions de courant, résultant de l'avalanche de charges dans les photodiodes à la suite d'une dissociation électron-trou. Ces impulsions peuvent être transformées avec un étage analogique, notamment de l'amplification ou du filtrage. Grâce à l'augmentation des fréquences d'échantillonnage, la tendance actuelle dans le domaine de l'instrumentation nucléaire pour la spectrométrie ou la discrimination de particules tend à numériser les signaux au plus proche du capteur avec une amplification pour les signaux de faible amplitude, notamment les SiPM. Si les premiers travaux sur la discrimination de particules ont été réalisés en concevant des systèmes analogiques (avec par exemple la méthode du passage à zéro [63, 64], exposée en section 2.4), à présent, l'électronique analogique se limite à l'amplification et au filtrage avec la majorité des traitements s'effectuant en numérique. La figure 2.1 propose une représentation schématique des différents éléments d'une chaîne d'instrumentation pour un ensemble scintillateur et SiPM. Cette partie scintillateur et SiPM dans le diagramme peut être remplacée par tout type de capteur et le diagramme illustre alors une chaîne d'instrumentation type dans le domaine du nucléaire. Lorsque la numérisation de l'impulsion entière n'est pas nécessaire, certains traitements analogiques ont alors pour but de fournir directement en numérique l'information recherchée. Par exemple, si l'application vise uniquement des mesures de comptage, l'utilisation d'un comparateur à seuil est suffisante alors qu'il ne fournit qu'une information binaire.

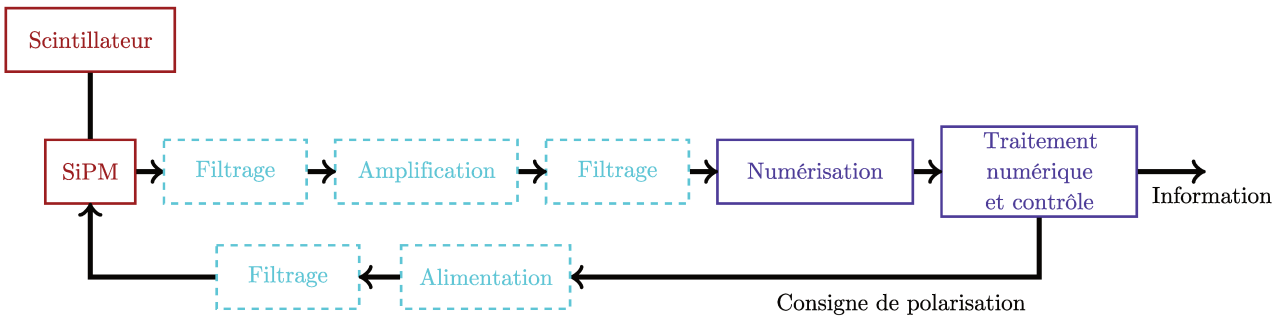

Figure 2.1 – *Synoptique d'une chaîne d'instrumentation pour la scintillation, les éléments en pointillés ne sont pas toujours utilisés, le rouge dénote la partie capteur, en bleu ciel la mise en forme analogique et en violet la partie numérique*

Plusieurs étages d'amplification peuvent être utilisés, pour par exemple fournir un gain important ou séparer une amplification faible bruit au plus proche du SiPM d'une mise en forme avec un second étage. Les SiPM possédant une capacité équivalente supérieure à celle des PMT, l'amplification permet aussi de modifier l'impédance d'entrée de la chaîne d'acquisition. Cette étape dépend de l'application visée : une impédance d'entrée faible permet de réduire la durée des impulsions et donc de réduire le risque d'empilement tandis qu'un allongement des impulsions permet de fournir plus d'échantillons par impulsion en sortie du convertisseur analogique-numérique (CAN). Le gain appliqué revêt aussi son importance, puisqu'il permet d'adapter la dynamique du signal à celle du CAN. De cette façon, le signal est numérisé avec une meilleure résolution. L'étage d'amplification peut être décrit dans la littérature selon plusieurs paramètres tels que l'impédance d'entrée, le gain, la bande passante, le temps caractéristique ou encore la linéarité. Le temps caractéristique revient systématiquement pour définir le choix de la mise en forme ; dans un schéma avec amplificateur opérationnel, il correspond au temps

équivalent du couple RC placé sur la contre-réaction.

La polarisation du SiPM n'est pas traitée dans cette étude car d'autres travaux sont en cours sur ce sujet en parallèle mais il convient de mentionner que le filtrage de cette partie du système doit aussi être considéré. Les convertisseurs continu-continu utilisés pour la polarisation du SiPM peuvent observer un filtrage insuffisant générant des oscillations en sortie. En aval du capteur, un filtre passe-haut pourra aussi être ajouté dans le cas où la tension de polarisation est appliquée sur le même nœud que pour la récupération du signal. Dans le cas où seul le comptage est considéré, un passe-haut permet aussi de réduire la durée des impulsions. Il s'agit d'un cas où il y a création d'un signal plus rapide que celui généré par le capteur. Enfin, dans d'autres applications, la majorité des amplifications pour SiPM mettent en jeu un filtrage passe-bas avec l'ajout d'un condensateur sur la contre-réaction. Dans le cas d'amplificateurs à transimpédance (TIA), la capacité parasite à l'entrée de l'amplificateur opérationnel ou même des lignes de transmission jouera le même rôle, bien que réduit.

En sortie de l'étage analogique, le signal est converti par le CAN. Ce dernier présente de nombreuses caractéristiques déterminantes pour les traitements réalisés ensuite. Dans la littérature, les paramètres mentionnés sont typiquement la résolution et la fréquence d'échantillonnage. La résolution verticale s'exprime en nombre de bits et détermine le nombre de valeurs possibles en sortie du CAN, cette donnée est indissociable de la dynamique d'entrée pour remonter à une information en tension. La fréquence d'échantillonnage s'exprime en nombre d'échantillons par seconde et détermine la résolution temporelle de l'acquistion. A titre d'exemple, le numériseur CAEN DT5730 est typique des mesures en laboratoire pour l'instrumentation des PMT ou des SiPM. Son étage de conversion permet d'enregistrer 500 millions d'échantillons par seconde (MSps) avec une résolution de 14 bits (16384 valeurs possibles) sur une échelle de 0,5 V ou 2 V. Pour des architectures de systèmes portables, le choix du CAN est critique car il demande un compromis entre ces paramètres, ainsi que la consommation énergétique et le coût. Dans la littérature, les résolutions verticales varient généralement entre 10 et 14 bits et les fréquences d'échantillonnage entre 40 et 1000 MSps.

Pour réaliser des acquisitions sur plusieurs voies, les numériseurs tels que celui mentionné peuvent enregistrer les signaux sur plusieurs voies en laboratoire. En revanche, pour des appareils portables, d'autres stratégies doivent être mises en place, notamment pour réaliser des mesures de localisation. La section suivante expose le principe du multiplexage pour la localisation lorsque plusieurs voies doivent être prises en compte.

2.2 Localisation par le multiplexage

Pour réaliser des mesures de localisation avec des SiPM, ceux-ci sont placés en matrice et lorsqu'une impulsion lumineuse est observée, le lieu de l'interaction est reconstruit, pour ce faire, plusieurs architectures existent dans la littérature. Cette section décrit les architectures pour la gestion de systèmes multi-voies.

Il est tout d'abord possible d'imaginer une structure dédiant une voie par pixel, de cette façon, l'impulsion observée est fidèle à l'interaction avec le capteur, aux phénomènes de diaphonies physiques près. Cette solution permet de séparer les contributions en bruit thermique de chaque SiPM et de réduire la capacité équivalente du capteur. Cependant, il s'agit là plutôt d'une

solution théorique, le passage à l'échelle d'une telle architecture s'avère rapidement coûteux, encombrant et complexe dès lors que le nombre de pixels devient important. Les systèmes évoqués dans ce chapitre peuvent compter jusqu'à 144 SiPM et il faut donc mettre en place autant de voies dédiées à l'acquisition de signaux pour lesquels la performance temporelle doit être maximisée. En pratique, cette solution est remplacée par un multiplexage des voies bien qu'il existe des systèmes s'appuyant sur des ASIC où une voie d'acquisition par capteur peut être envisagée.

Dans le cas où le nombre de voies est connu et limité, le développement d'un ASIC permet de réduire la surface occupée et la consommation par rapport à toutes les autres solutions pour réaliser la mise en forme et la numérisation de plusieurs voies en parallèle. Sa conception se justifie pour de grandes séries dans le cas où les performances recherchées dans le format visé n'existent pas, comme ce fut le cas pour le projet de l'*International Linear Collider* (ILC) pour lequel les premiers développements [65] proposaient 18 voies par puce et une production de 1000 unités en 2004. Les expériences du CERN ajoutent à cela un besoin de compacité en raison de la grande concentration de matériel dans leurs expériences.

L'attribution d'une voie d'acquisition à chaque SiPM peut s'avérer difficile, voire impossible à réaliser dans la pratique. Les méthodes de multiplexage permettent de réduire le nombre de voies d'acquisition. Elle consiste à rassembler la sortie de plusieurs SiPM vers une même sortie en étant capable de remonter au lieu de l'interaction. Pour ce faire, plusieurs techniques existent, chacune offrant ses avantages et ses compromis [66].

Le multiplexage par division de charge s'appuie sur un réseau d'impédances, généralement des résistances, placées entre les différents SiPM où plusieurs sorties sont placées à différents nœuds. Ainsi, lorsqu'un SiPM génère une charge, celle-ci est divisée selon les impédances entre le nœud où elle est générée et les voies d'acquisition. Le rapport entre les différentes charges collectées permet alors de localiser la génération de l'impulsion. La figure 2.2 illustre un exemple simplifié de la distribution de charge sur une dimension pour un ensemble de quatre SiPM et deux sorties. Dans cette section, le SiPM est représenté par une diode dans les figures, il ne s'agit pas des photodiodes constituant le SiPM.

La localisation de l'interaction se reconstruit par un calcul de barycentre. En une dimension, la position X (croissante vers la droite dans la figure) se retrouve à partir des signaux A et B apparaissant sur la figure 2.2 telle que :

$$X = \frac{B}{A+B}. \tag{2.1}$$

La distribution de charges évoquée avec la figure 2.2 s'étend à des réseaux en deux dimensions, plus adéquats pour des matrices SiPM couplées à un scintillateur (éventuellement pixellisé). En superposant plusieurs lignes de la figure 2.2 et en mettant en place la même logique de segmentation aux extrémités, il est possible de multiplexer une matrice quelconque pour ne gérer que quatre sorties [67, 68]. Cette solution se nomme circuit de positionnement discrétisé (DPC, de l'anglais *Discretized Positioning Circuit*) et est illustrée par la figure 2.3.

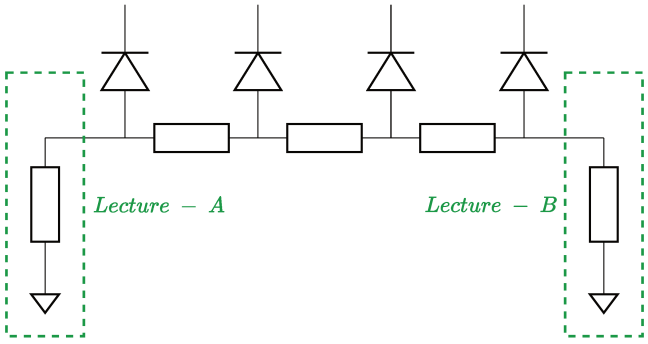

Figure 2.2 – *Principe de la distribution de charge pour le multiplexage de SiPM, ici à quatre SiPM pour deux voies de lecture, l'impédance de lecture est représentée dans les cadres verts (l'alimentation sur la cathode de chaque SiPM n'est pas représentée).*

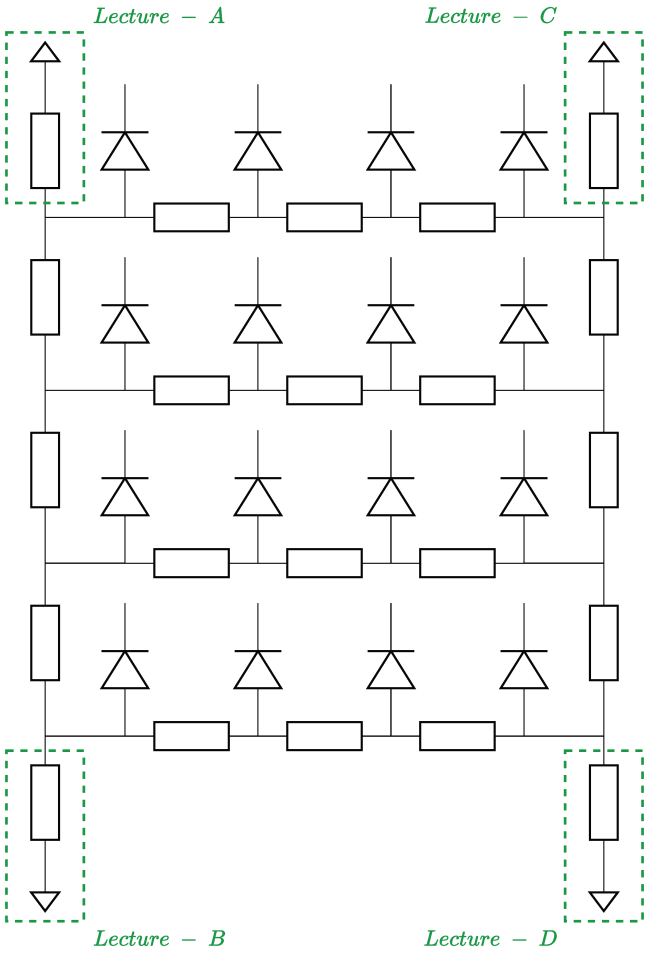

Figure 2.3 – *Schéma de multiplexage en Discretized Positioning Circuit, ici à seize SiPM pour quatre voies de lecture, l'impédance de lecture est représentée dans les cadres verts (l'alimentation sur la cathode de chaque SiPM n'est pas représentée).*

La localisation s'effectue maintenant en deux dimensions. Les positions horizontale X (croissante vers la droite dans la figure) et verticale Y (croissante vers le haut dans la figure) se retrouvent à partir des signaux A, B, C et D apparaissant sur la figure 2.3 telles que :

$$X = \frac{C+D}{A+B+C+D} \text{ et } Y = \frac{A+C}{A+B+C+D}. \tag{2.2}$$

Couplé à la capacité équivalente des SiPM, ce réseau de résistances génère des signaux auxquels s'ajoute un temps caractéristique non désiré. En TEP particulièrement, mais dès lors que la forme du signal importe, cet effet détériore la mesure. Ajouter un condensateur en parallèle de chaque résistance permet de compenser ce phénomène et ainsi d'en améliorer les performances temporelles [69].

Un deuxième type de multiplexage consiste à placer chaque SiPM dans un réseau lignes et colonnes. Le SiPM est connecté à une ligne par une résistance et à une colonne par une autre [70]. La figure 2.4 illustre cette configuration pour laquelle $M + N$ voies de lecture sont nécessaires au multiplexage d'une matrice de $M \times N$ SiPM. Pour empêcher le courant généré par un SiPM de remonter par les autres résistances du réseau, celles-ci peuvent être remplacées par des diodes [71, 72]. Remplacer les résistances par des condensateurs permet d'améliorer la réponse à haute fréquence des SiPM (temps de montée) et ainsi d'améliorer les performances visées par la TEP [73, 74].

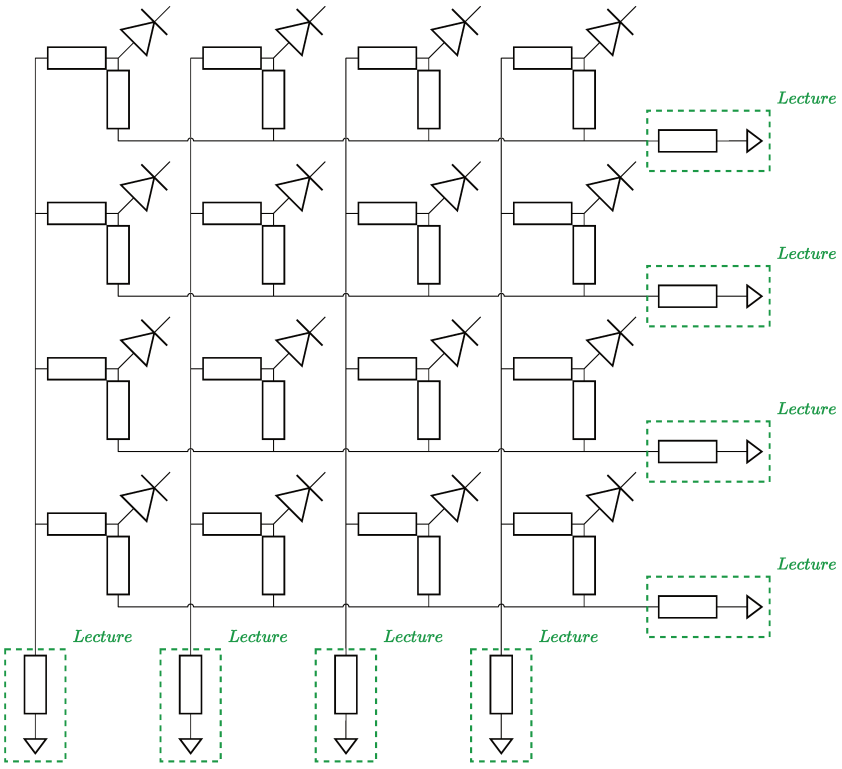

Figure 2.4 – *Schéma de multiplexage en row-column, ici à seize SiPM pour huit voies de lecture, l'impédance de lecture est représentée dans les cadres verts (l'alimentation sur la cathode de chaque SiPM n'est pas représentée).*

La division de charges symétrique (SDC, *symmetric charge division*) reprend le principe précédent mais place les nœuds des lignes et colonnes sur une échelle de résistances de manière à ne

générer que quatre sorties. La figure 2.5 illustre cette architecture qui permet de diminuer la diaphonie électrique entre les SiPM par rapport au DPC tout en limitant le nombre de sorties (par rapport au *row-colum*) à quatre pour toute matrice. Cependant, celle-ci souffre d'une diminution des performances par rapport à la lecture en lignes et colonnes classique pour la TEP et demande beaucoup d'éléments passifs et actifs dans la cas où les nœuds sont éventuellement amplifiés comme illustré par la figure 2.5.

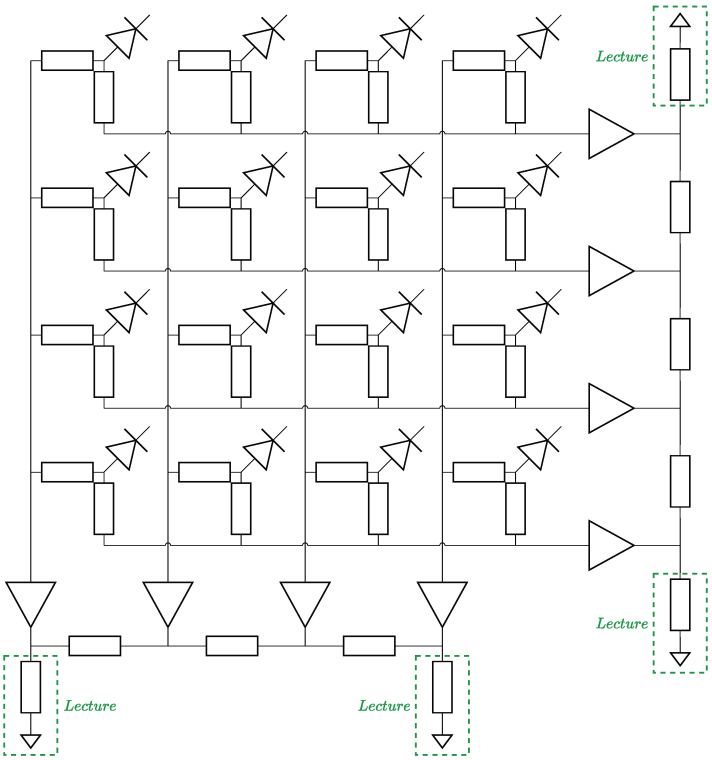

Figure 2.5 – *Schéma de multiplexage en Symmetric Charge Division, ici à seize SiPM pour quatre voies de lecture, l'impédance de lecture est représentée dans les cadres verts (l'alimentation sur la cathode de chaque SiPM n'est pas représentée).*

Au prix d'un plus grand nombre d'éléments passifs et éventuellement actifs mais aussi de voies de lecture, l'architecture lignes et colonnes donne ainsi les meilleures résolutions pour la localisation. Le DPC nécessite moins de composants mais souffre des constantes de temps additionnelles causées par le réseau. Enfin, le SCD fournit une solution hybride qu'il convient de considérer pour un compromis entre les deux autres solutions. Ce choix se fait selon la taille de la matrice utilisée, l'application visée et donc les performances attendues.

D'autres types de multiplexages peuvent être mis en place comme le multiplexage temporel. En reprenant le principe du DPC (figure 2.3), les résistances peuvent être remplacées par des unités de délai, la localisation est ainsi reconstruite à partir des temps d'arrivée des impulsions aux différents nœuds de sortie [75, 76].

En complément du DPC, il est aussi possible de jouer sur la polarité des impulsions en utilisant les entrées inverseuses et non-inverseuses d'un amplificateur opérationnel pour multiplexer une nouvelle fois les signaux [77]. Les quatre sorties d'un premier réseau DPC sont envoyées sur les quatre entrées inverseuses de quatre amplificateurs. Tandis qu'un second réseau DPC envoie

ses sorties sur les entrées non-inverseuses. De cette façon, les impulsions apparaissant négatives appartiennent au premier réseau et les positives au second. Cette méthode permet de conserver quatre sorties en multiplexant deux matrices SiPM.

Enfin, en combinant DPC, unités de délai et mesure de *Time-over-Threshold* (ToT), un multiplexage numérique peut être mis en place [78]. Dans un premier temps, les SiPM d'une même ligne sont connectés en parallèle pour générer un temps d'arrivée, ou temps de déclenchement. Dans un deuxième temps, un réseau DPC est couplé à une mesure de ToT pour la mesure d'énergie (décrit plus loin, en sous-section 2.3.2). Dans un troisième temps, les voies de cette mesure d'énergie sont aussi retardées de façon à obtenir l'information de la localisation en y retranchant le temps d'arrivée obtenu précédemment. Le multiplexage des lignes additionné de la mesure du retard donnant la position sur la ligne permet la localisation dans la matrice.

Les SiPM numériques [79] (*digital SiPM* ou *Photon-To-Digital Converter*) sont une technologie différente des SiPM analogiques usuels qui sont traités dans cette thèse. De par leur fonctionnement, ils permettent de localiser les interactions avec une résolution incomparable puisque la localisation se fait à l'échelle de la micro-cellule. Pour une micro-cellule, l'information de détection d'un photon est binaire, c'est pourquoi sa sortie est envoyée sur un comparateur à seuil et le temps d'arrivée est ensuite numérisé, il s'agit d'un TDC (*Time-to-Digital Converter*). Cette technologie permet de nouvelles opportunités pour la TEP [80, 81]. Les premiers travaux [79] mettent en jeu une électronique intégrée au capteur réduisant la surface de détection. Des développements sur l'intégration 3D de cette technologie permettent à présent d'augmenter la surface active par l'empilement d'une couche de détection avec l'électronique de traitement [81].

Quelle que soit la méthode utilisée, le multiplexage permet de réduire le nombre de voies par rapport au nombre de SiPM. Lorsque les contraintes en coût ou en temps de développement sont moins fortes, il peut être envisageable de s'orienter vers la conception d'une électronique spécifique. Le développement d'un ASIC demande des compétences en micro-électronique et s'avère coûteux mais permet de réduire au maximum la surface utilisée ainsi que la consommation du circuit. Dans le cadre des travaux de la thèse, l'objectif est de concevoir une architecture qui puisse passer à l'échelle et qui se veut généraliste. Les schémas de multiplexage seront donc privilégiés. La lecture par lignes et colonnes si le nombre de voies le permet, sinon le SCD si la consommation du système le permet ou le DPC si aucun compromis n'est possible sur ces deux aspects. Enfin, il faut noter que beaucoup de systèmes développés ne nécessitent pas de réaliser de mesures de localisation, dans ce cas, la somme de toutes les voies sur une seule suffit. La section suivante décrit plusieurs ASIC de la littérature utilisés avec des SiPM ainsi que les différents domaines d'application qu'ils couvrent, les ASIC étant particulièrement adaptés à une lecture multi-voies.

2.3 ASIC pour la lecture des signaux SiPM

L'objectif de cette section est de présenter différents ASIC, les différentes mesures qu'ils réalisent et certaines architectures typiques. Le développement d'un ASIC dans le cadre des travaux de la thèse n'est pour le moment pas envisageable car les problématiques et enjeux critiques ne sont pas encore clairement définis, bien qu'il permettrait de concevoir une architecture dédiée à des mesures pixellisées pour l'imagerie nucléaire. Cependant, certains ASIC existants pourraient

être utilisés ou complétés pour permettre de réaliser les différentes mesures de l'intrumentation nucléaire dans une seule architecture. Pour cela, sont présentés les ASIC pour la calorimétrie en sous-section 2.3.1, ainsi que ceux utilisés pour la TEP en sous-section 2.3.2 et dans une moindre mesure pour le spatial ou encore pour la discrimination de particules en sous-section 2.3.3. Le développement d'un ASIC a lieu lorsque la consommation énergétique et l'espace disponible sont critiques mais aussi lorsque les budgets du projet le permettent. Par exemple, les grandes expériences du CERN mettent en jeu ces circuits pour rassembler les données des interactions des particules mises en jeu dans les accélérateurs. Cet état de l'art sur les ASIC pour la lecture des photomultiplicateurs n'est pas exhaustif, le développement dans ce domaine a donné le jour à de très nombreuses références qui ne seront pas forcément citées dans cette section. En revanche, le principe de fonctionnement et les architectures classiques seront décrites.

2.3.1 ASIC pour la calorimétrie avec des SiPM

Le laboratoire OMEGA [82] et précédemment le laboratoire de l'accélérateur linéaire (LAL, Orsay), ont développé plusieurs références d'électronique dédiées aux photomultiplicateurs pour la calorimétrie. Initialement destinés aux PMT des grandes expériences du CERN [83], ces ASIC sont aujourd'hui aussi commercialisés par l'entreprise Weeroc [84] pour d'autres applications comme l'imagerie médicale, la sûreté nucléaire, le spatial ou encore le chiffrement avec des SiPM.

En calorimétrie, l'objectif de la mesure est de produire un signal image de l'énergie de la particule. L'électronique doit donc fournir une réponse aussi linéaire que possible par rapport au signal généré par le capteur. Cette linéarité est valable dans un intervalle donné, souvent de un ou quelques photoélectrons à quelques milliers. EASIROC par exemple, gère une dynamique de 160 fC à 320 pC, correspondant à la détection de 1 à 2000 photoélectrons par le SiPM (pour un gain de 10^6) [85].

Pour la mesure d'énergie, toutes les architectures des électroniques dédiées suivent généralement la même approche et reposent sur un horodatage de l'évènement ainsi qu'une mesure aussi linéaire que possible de l'énergie. Pour cette application, des amplificateurs de charge sont typiquement couplés à une mise en forme analogique avec des temps caractéristiques pouvant être modifiés. Un amplificateur de charge est un montage intégrateur dont la sortie en tension est proportionnelle à la charge intégrée au cours du temps. L'architecture de l'ASIC EASIROC, évoqué précédemment, est caractéristique de ce fonctionnement. Celui-ci possède 32 voies d'acquisition, chacune avec trois sorties : une sortie pour l'énergie faible gain, une seconde à haut gain et une sortie pour le déclenchement. Chaque voie possède un CNA (Convertisseur Numérique Analogique) permettant d'ajuster la tension de polarisation. Enfin, un CNA 10 bits permet de régler le seuil de déclenchement de l'acquisition. La figure 2.6 illustre cette architecture.

En raison des faibles charges observées en calorimétrie, de l'ordre du femtocoulomb, un amplificateur est nécessaire en sortie du capteur. La charge est généralement intégrée pour cette application par l'intermédiaire d'un amplificateur de charge pour obtenir une tension de sortie V_S $[V]$:

$$V_S(t) = -\frac{Q}{C_f}, \tag{2.3}$$

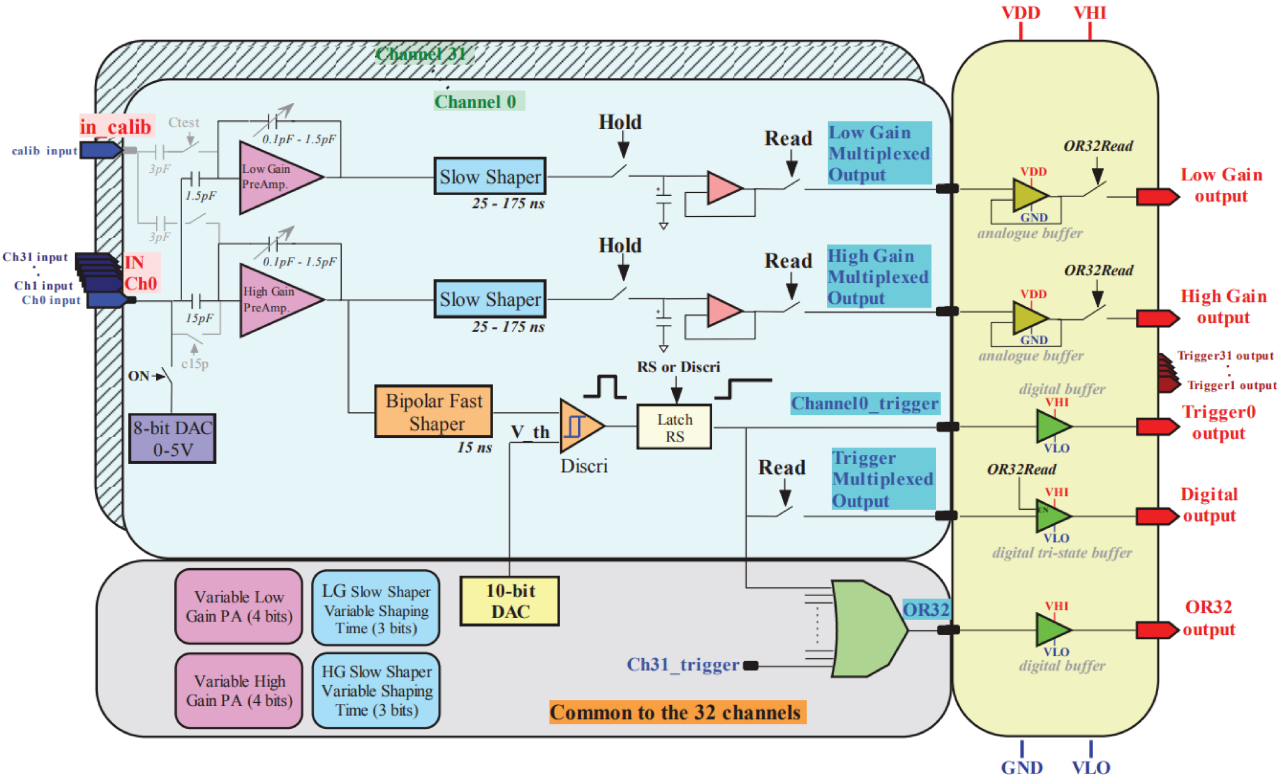

FIGURE 2.6 – *Schéma de l'architecture de l'ASIC EASIROC (extrait de [85], reproduit avec l'autorisation d'Elsevier : https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.02.486).*

réalisant ainsi une intégration de la charge Q $[C]$ sur C_f $[F]$, le condensateur placé sur la boucle de rétroaction de l'amplificateur. En théorie, la sortie en tension reste donc contante une fois la totalité de la charge collectée. En pratique, elle diminue en raison des courants de fuite et sera réinitialisée à zéro par une résistance ou un interrupteur en parallèle de C_f. Cet intégrateur fait l'objet de développements microélectroniques lors de la conception des ASIC pour répondre à des objectifs de gain, bande passante, temps de montée, bruit ou encore d'impédance d'entrée ou de sortie. Ce travail prend donc en compte le capteur auquel l'électronique doit s'interfacer et son cahier des charges associé.

Dans les circuits de mise en forme, les architectures $CRRC^N$ sont typiques des mesures d'énergie. Il s'agit d'un filtre passe-bande (passe-haut CR suivi de N passe-bas RC) dont l'objectif est de réduire les différentes contributions de bruit. Le bruit série prend la forme d'un bruit en tension v_n $[V]$ causé par l'amplificateur en C_D/C_f avec C_D $[F]$ la capacité équivalente du capteur [86]. Le bruit parallèle prend la forme d'un bruit en courant i_n $[A]$ causé par les courants de fuite. La densité spectrale de bruit S $[V^2/\sqrt{Hz}]$ vaut alors :

$$S(\omega) = \frac{i_n^2}{\omega^2.C_f^2} + v_n^2.\frac{C_D^2}{C_f^2}. \tag{2.4}$$

Les fréquences de coupure du $CRRC^N$ sont alors choisies de manière à optimiser le temps de mise en forme et ainsi diminuer le bruit équivalent en charge. En effet, le bruit série est prépondérant aux basses fréquences, à l'inverse du bruit parallèle. En sortie du $CRRC^N$, l'impulsion de charge initiale sortant du capteur en ressort allongée temporellement.

Avant la numérisation, pour permettre une fréquence d'échantillonnage rapide, une échelle de condensateurs (SCA, de l'anglais *Switched Capacitor Arrays*) peut être mise en place de façon à mémoriser une tension avant sa numérisation. L'écriture permet d'enregistrer des signaux avec une fréquence de l'ordre du GHz, la lecture, plus lente, se fait ensuite en ouvrant l'interrupteur vers la conversion du CAN.

Le tableau 2.1 présente plusieurs références d'ASIC utilisés pour la calorimétrie avec des SiPM et représentatives de l'état de l'art. Pour le laboratoire OMEGA, les différentes générations suivent la même logique dans leur architecture. Les améliorations se font sur les aspects de bruit ou de résolution, sachant que le laboratoire a développé des évolutions ou variantes de certaines puces pour d'autres applications [87, 88]. Dans le tableau 2.1, ces évolutions et variantes sont mentionnées entre parenthèses, leurs références sont aussi ajoutées.

Tang et al. [89] proposent quant à eux une architecture pour l'acquisition des signaux SiPM avec un ASIC et un FPGA (Xilinx Kintex-7). L'énergie est mesurée par intégration de charge sur 16 voies et un TDC permet des mesures temporelles par le FPGA. Un seuil est placé sur l'intégration de la charge et permet de détecter les interactions d'une énergie prédéfinie. Dans ce cas, l'énergie est numérisée par un CAN à approximations successives (16 MSps sur 10 bits) partagé par les 16 voies. Le TDC du FPGA permet ensuite des mesures de coïncidences pour le temps de vol par exemple ou de ToT. Leurs travaux permettent une conversion en 1 μs pour une résolution temporelle RMS de 15 ps. Selon cette même stratégie, Durini et al. [90] mettent aussi en place un ASIC et un Kintex-7 pour une mesure avec intégration de charge et ToT. Tang et al. peuvent mesurer la charge de 20 pC à 800 pC avec une bande passante de $7,6$ MHz et une consommation de $4,1$ mW par voie tandis que Durini et al. proposent une dynamique de 4 pC à 4 nC avec une bande passante de $1,57$ GHz mais une consommation de 376 mW et même 124 mW sans CAN. Ces architectures sont à mentionner et émergent dans la littérature car elles permettent plus de flexibilité pour des mesures sur des appareils portables, et même de manière générale pour s'adapter à plusieurs applications.

ASIC	**Conception**	**Année de publication**	**Nombre de voies**	**Résumé du traiteme**
NINO	CERN / Moscow ITEP / Protvino IHEP / INFN	2004	8	Convoyeur de courant Quatre étages d'amplif Élargissement d'impuls Mesure externe par To
ILC-SiPM	DESY / Univ. Hamburg / Moscow MEPHI / LAL	2005	18	Amplificateur de charg $CRRC^2$, Sortie multiplexée tem donnant l'amplitude de
MAROC (initialement pour PMT) (SPACIROC, MAROC3, HARDROC, PARISROC)	OMEGA	2004	64	Amplificateur de charg CAN 8, 10 ou 12 bits,
SPIROC (EASIROC, CITIROC)	OMEGA	2011	36	Amplificateur de charg CAN 12 bits, 40 MHz
H2GCROC	OMEGA	2023	72	Convoyeur de courant, Amplificateur de charg Mise en forme et CAN TDC pour le ToT, TDC pour le ToA.
Klaus	Univ. Heidelberg (CALICE)	2011	12	Convoyeur de courant, et filtre actif, comparat pour le ToA, CAN 10
BASIC64	INFN	2016	16	Détecteur de pic, Amplificateur de charg CAN 8 bits, 5 MHz.

Table 2.1 – *ASIC pour la calorimétrie*

2.3.2 ASIC pour la datation avec des SiPM, exemple de la tomographie à émission de positons

La mesure temporelle constitue un autre domaine majeur d'application des ASIC pour photodétecteurs. Il s'agit de développements critiques pour le diagnostic en TEP car la résolution temporelle de ces ASIC détermine la précision de la reconstruction et influe sur le diagnostic médical. Cette section expose un état de l'art des ASIC pour la datation, particulièrement utilisés en TEP, mais aussi potentiellement pour d'autres applications.

La tomographie à émission de positons, exposée en section 1.2.3, est un domaine où les développements pour améliorer la localisation sont primordiaux. L'utilisation de capteurs pixellisés plutôt que monoblocs permet de reconstruire plus précisément les lignes de réponse, sur lesquelles ont lieu les annihilations électrons-positions, et d'améliorer ainsi la qualité des images. Pour ce faire, les SiPM sont plus attractifs que les PMT, ces derniers présentant une moins bonne résolution spatiale en raison de leur taille [105]. De plus, leur efficacité de photodétection est moindre par rapport aux SiPM : d'une part, en raison du facteur géométrique atteignable en les juxtaposant, d'autre part, en raison de leur rendement quantique plus faible que celui des SiPM. Enfin, la dispersion dans le temps de vol des électrons à l'intérieur du PMT limite la résolution temporelle, qui est un point clé notamment pour les développements de ToF-PET qui incluent une mesure de différence du temps de vol des photons de 511 keV [106, 107]. Au-delà de ces considérations de performance, les SiPM permettent aussi d'envisager des systèmes combinant TEP et imagerie par résonance magnétique, le capteur étant insensible aux champs magnétiques, contrairement aux PMT non protégés [108, 109]. Cette insensibilité a également été démontrée dans d'autres domaines d'application, notamment par les travaux de Bailleux et al. [110] qui ont montré que des APD d'Hamamatsu peuvent être utilisées dans un environnement électromagnétique de 4 T dans l'expérience CMS (solénoïde compact à muons) au CERN/LHC.

En TEP, pour couvrir l'ensemble de la couronne de détection des rayonnements γ générés à la suite d'une désintégration $\beta+$, les SiPM sont placés en parallèle sous forme de matrice. Les différentes voies sont ensuite lues par les ASIC, dans la littérature, ceux-ci proposent entre 8 et 64 voies.

Une mesure pour la TEP demande d'ouvrir une fenêtre temporelle lorsque le déclencheur s'active et de considérer les évènements d'une autre voie comme coïncidents s'ils surviennent dans cette fenêtre. Cette technique permet d'ignorer les déclenchements dus au bruit. Avec l'ajout d'une mesure de temps de vol, le temps d'arrivée de chaque photon est mesuré et la différence de temps de vol entre les deux photons de 511 keV est utilisée pour localiser un intervalle du lieu de l'annihilation le long de la ligne de réponse. Cette mesure ne permet pas encore de calculer la position de l'annihilation électron-positon mais permet d'améliorer l'authenticité des coïncidences. Pour ce faire, le déclencheur sert à horodater les impulsions. Plusieurs phénomènes peuvent diminuer la précision de la mesure du temps de déclenchement : le bruit dû à l'agitation thermique, de distribution normale, la gigue déterministe, caractéristique du comparateur utilisé, ou encore la dépendance du temps de montée avec l'amplitude (le déficit ballistique). Il s'agit là d'une problématique complexe, qui s'étend bien au-delà des thématiques de la thèse. En pratique, des techniques spécifiques sont utilisées, la comparaison à fraction constante (CFD, *Constant Fraction Discriminator*) en est un exemple. Il s'agit d'un pan important des travaux

pour l'instrumentation nucléaire. La figure 2.7 illustre une situation de coïncidence simplifiée avec les chronogrammes d'une mesure sur deux voies. Les deux impulsions sont alors considérées comme ayant été générées par les deux photons faisant suite à une seule annihilation électron-positon.

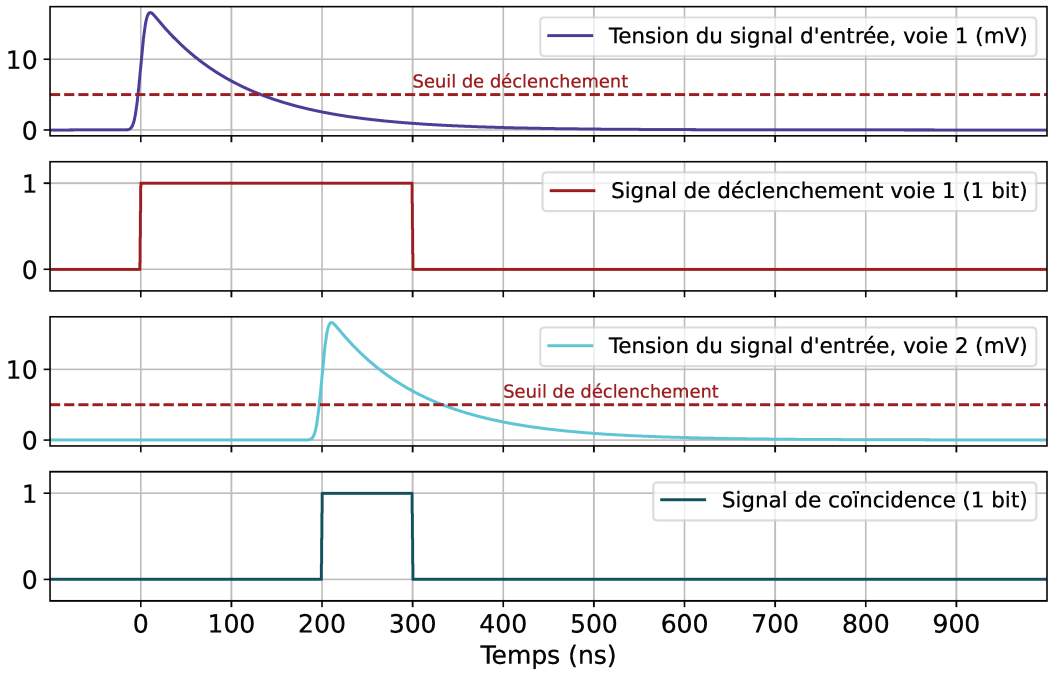

Figure 2.7 – *Chronogrammes simplifiés d'impulsions mesurées sur deux voies, considérées en coïncidence, la durée du signal de déclenchement est ici volontairement allongée pour marquer le phénomène.*

Une mesure d'énergie est aussi nécessaire, elle permet de vérifier que l'énergie des particules détectées correspond bien à 511 keV, c'est-à-dire résultant d'une annihilation. Deux méthodes principales existent dans la littérature pour la mesure d'énergie en ToF-PET : le *Time-over-Threshold* (ToT) et l'intégration de charge (QDC : *Charge-to-Digital Converter*). Le ToT s'appuie sur le signal de déclenchement (à l'état haut lors d'une détection d'impulsion). Tant que ce signal est actif, le nombre de coups d'horloges est compté. Lorsque le signal de déclenchement repasse au niveau bas, le comptage donne une image du temps passé à l'état haut. Cette technique peut alors s'utiliser en combinaison avec un comparateur, tel que décrit dans le paragraphe précédent. Le QDC réalise pour sa part une intégration de l'impulsion sur une porte définie. Il s'agit essentiellement d'un intégrateur, ou amplificateur de charge, suivi d'un CAN.

Le tableau 2.2 présente une sélection représentative des ASIC de la littérature utilisés pour la TEP ainsi que leur nombre de voies et leur méthode de mesure d'énergie.

L'objectif des mesures en TEP est donc de détecter les coïncidences, pour ce faire, l'énergie, le temps et la localisation de chaque évènement sont numérisés pour être conservés et ainsi servir à la reconstruction. Le signal est tout d'abord filtré, puis amplifié, avant d'être numérisé. De

plus, l'effort placé dans le développement des ASIC pour la TEP se focalise sur la réduction de la résolution du temps de coïncidence (CTR, de l'anglais *Coincidence Time Resolution*). Pour ce faire, le convoyeur de courant placé en entrée de l'électronique d'acquisition en interface du SiPM doit posséder une impédance d'entrée aussi faible que possible pour ne pas opposer une résistance à la large capacité équivalente du capteur. Une partie de la charge sert au déclenchement sur front montant d'un discriminateur, le signal créneau généré fournit l'information temporelle de l'évènement. L'autre partie de la charge générée est filtrée pour être mise en forme avant une mesure d'énergie. Cette mesure peut prendre la forme d'un comparateur dont le seuil correspond à 511 keV, d'un détecteur de pic, d'une intégration de charge ou encore d'un ToT. L'objectif étant toujours de valider l'origine de l'évènement, si la condition est remplie, la localisation de la détection est enregistrée dans le cas d'une coïncidence.

Dans ces applications, la forme du signal au cours du temps n'est pas conservée et ces électroniques dédiées ne permettent donc pas de discriminer les particules. La sous-section suivante décrit les ASIC dédiés à d'autres applications, notamment des mesures pour la discrimination de particules.

ASIC	Conception	Année de publication	Nombre de voies	Me
NINO	CERN	2004	8	To
FlexToT	ICCUB / CIEMAT	2012	16	To
HRFlexToT	ICCUB / CIEMAT	2018	16	To
MATRIX16	ICCUB / CIEMAT	2021	16	To
FastIC	CERN / ICCUB	2021	8	To
FastICpix	CERN / ICCUB	2022	reconfigurable	To
IMOTEPAD	IPHC	2011	64	To
TOFPET1	PETsys	2012	64	To
TOFPET2b/c	PETsys	2016	64	To
TOFHiR2A	PETsys / CERN	2022	32	To
TOFPET3	PETsys	2024	64	QD
Petiroc	Weeroc	2013	16	To
Citiroc 1A	Weeroc	2014	32	QD
Petiroc 2A	Weeroc	2017	32	QD
Triroc 1A	Weeroc	2014	64	QD
Radioroc	Weeroc	2020	64	To
PETA4	ZITI	2013	36	QD
STIC3	ZITI	2014	64	To
PETA5	ZITI	2015	36	QD
PETA6	ZITI	2016	36	QD
PETAT1	ZITI	2024	64	Am
MPPC32	JAXA	2013	32	To
TODPET	Université de Tokyo	2014	48	To
ToT-ASIC2	Université de Tokyo	2023	64	QD
EXYT	Université de Tsingua	2016	64	To
DIET	Université de Tsingua	2018	64	QD
BASIC64	INFN / École polytechnique de Bari	2016	64	Am

Table 2.2 – *ASIC pour la TEP, adapté de [140, 141]*

2.3.3 ASIC pour d'autres domaines d'applications

Bien que la calorimétrie et la mesure pour la tomographie englobent la majorité des développements d'ASIC, certains développements concernent d'autres domaines comme le spatial ou des équipements génériques de laboratoire. Les numériseurs de la famille WaveCatcher [142, 143] sont dédiés à l'acquisition pour les expériences de laboratoire. Ces appareils s'appuient sur l'ASIC SAMLONG pour une bande passante de 500 MHz et une acquisition sur 12 bits. Une numérisation de l'impulsion entre $0,4$ et $3,2$ $GSps$ est réalisée sur 1024 points temporels avec comme compromis un temps mort non négligeable (entre 11 et 66 μs) [142] par rapport à la durée de l'impulsion (entre 320 et 2560 ns), en raison de la numérisation des tensions du SCA. Pour ces acquisitions, le signal entre dans des matrices analogiques puis est séparé en 16 voies pour que chaque buffer analogique prenne la valeur d'un point. Cette technique permet d'atteindre les fréquences de numérisation mentionnées sans le coût des CAN les plus rapides et avec une meilleure résolution que les ASIC multi-voies avec TDC. Cette technologie a fait l'objet d'un brevet déposé par Breton et Delagnes en 2001 [144]. Dans les numériseurs WaveCatcher, l'ASIC SAMLONG est suivi d'un CAN 12 bits et d'un FPGA, avant d'être interfacer avec un PC.

Bien que des développements soient en cours [145-147], la discrimination de particules ne bénéficient pas des moyens accordés aux autres applications mentionnées. Pour cette raison, certains ASIC sont détournés de leur application initiale. Weinfurther et al. [148] ont mis en place une mesure impliquant deux ASIC TOFPET2 [121] pour réaliser une discrimination neutron/γ avec une matrice SiPM 8×8 de J-60035 d'Onsemi et une matrice de scintillateurs 4×4 en stilbène. Chaque ASIC fournit une mesure de ToT selon des seuils différents et le rapport des ToT est calculé pour différencier les particules γ des neutrons. La section 2.4.2 présente la technique de comparaison de charges usuellement mise en place. Il s'agit ici d'une alternative s'appuyant sur des ToT à la place de l'intégration de la charge. Wu et al. [149] ont repris le principe de ces travaux, cette fois dans le but de discriminer neutrons et γ tout en étalonnant l'ASIC TOFPET2 en énergie. Il est à noter que l'utilisation de matrices présente un autre avantage que la localisation, elle permet d'augmenter la surface de détection et donc le rendement de détection de l'ensemble scintillateur et SiPM. Les ASIC permettent alors par construction de tirer parti de ces grandes surfaces de détection de par leur nombre de voies important. Enfin, Leland et al. [150] réalisent une discrimination neutron-γ par séparation du signal SiPM sur deux voies distinctes. Le signal est intégré par la voie à haut gain de l'ASIC CITIROC [100] (initialement utilisé en calorimétrie) ainsi que par sa voie à faible gain. Ces deux grandeurs permettent de réaliser une mesure de discrimination qui est habituellement réalisée sur une voie, la comparaison de charges, présentée dans le paragraphe 2.4.2.

Les ASIC pour la lecture de signaux SiPM sont majoritairement développés dans le cadre de collaborations internationales pour l'équipement de grandes expériences de physiques telles que les calorimètres hadroniques ainsi que pour l'équipement de matériel médical pour la tomographie ; les développements pour l'imagerie spatiale composent aussi, dans une moindre mesure, une partie des développements. Pour répondre à toutes les applications de l'instrumentation nucléaire, un développement spécifique d'ASIC est possible. Pour ce faire, une étude sur les choix de conception a ainsi été menée au cours de cette thèse. De cette façon, il est possible de proposer une approche générique. Les applications de discrimination sont moins présentes dans la littérature d'électroniques dédiées et sont plutôt réalisées avec des composants distincts :

polarisation, filtrage et amplification, numérisation et traitement. La section suivante dresse ainsi un état de l'art des différentes techniques de discrimination de particules, spécifiques dans le cas de mesures analogiques mais génériques dans le cas d'une acquisition numérique puisque le traitement peut se faire hors-ligne.

2.4 Techniques de discrimination de particules

Les ASIC décrits précédemment permettent de réaliser une partie des différentes applications de l'instrumentation nucléaire : spectrométrie, comptage et mesures temporelles. Cependant, ils ne permettent pas de mesure de discrimination directe. Cette section expose un aperçu des contraintes qui y sont rattachées. En effet, parmi les mesures de l'instrumentation nucléaire, la discrimination de particules s'appuie sur un paradigme différent des mesures de comptage et de spectrométrie avec l'exploitation de la forme des impulsions ou du temps de vol des particules. Les mesures de comptage, de coïncidence temporelle et de localisation peuvent se réaliser avec une mesure par dépassement de seuil. La spectrométrie quant à elle, exploite une amplitude ou une intégrale sur une durée déterminée. Dans cette section, les différentes méthodes de discrimination de particules sont exposées, particulièrement la discrimination neutron/γ qui met en jeu des impulsions de formes proches en scintillation [39]. Les phénomènes physiques à l'œuvre ont été exposés en section 1.4.3, cette partie se concentre à présent sur le traitement du signal et les algorithmes permettant de remonter à l'information concernant la nature de la particule.

Deux grands procédés permettent de discriminer les particules. Le premier est de distinguer les particules cibles de l'instrumentation nucléaire par leur vitesse : seuls les photons (X et γ dans notre cas) seront mesurés à la vitesse de la lumière, les particules α, β et neutrons sont plus lents. Le second procédé tire parti des différents modes d'interactions des particules avec la matière. Une différence dans la forme des impulsions peut alors être mesurée, que ce soit parce qu'un type de particules interagit spécifiquement dans un capteur donné ou parce que le même capteur est discriminant, il s'agira alors d'une discrimination par forme d'impulsion (PSD, *Pulse Shape Discrimination*). Certains scintillateurs plastiques génèrent des impulsions lumineuses différentes selon la particule ayant interagi, il s'agira alors d'un scintillateur discriminant. Dans le cas d'un empilement de scintillateurs ou d'un seul scintillateur discriminant, la problématique est la même : une impulsion lumineuse caractéristique d'une particule est générée, le photodétecteur est agnostique de cette distinction.

Lorsqu'il est possible de faire interagir chaque type de particule cible dans une zone différente du capteur, la composition chimique de chaque scintillateur peut être modifiée pour accentuer les différences de forme entre les impulsions. Les développements de Frangville et al. [29] mettent à profit cette stratégie en empilant trois scintillateurs différents. Les détecteurs utilisés au CERN s'appuient sur le même principe, comme illustré en section 1.3 avec la figure 1.14. Ces travaux tirent avantage de la distance de pénétration variable des différentes particules. Une première couche ultra-fine (moins de 20 μm) constitue la zone privilégiée d'interaction des particules α, une seconde plus épaisse (moins de 300 μm) celle des particules β et une dernière encore plus épaisse (plus de 5 mm), celle des neutrons et rayonnements γ. La lumière générée par ces couches est collectée par un PMT à la base de l'empilement. La figure 2.8, extraite de leurs travaux [29], illustre l'assemblage décrit.

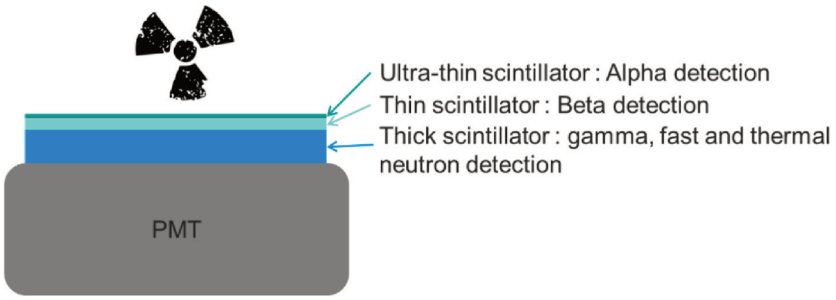

FIGURE 2.8 – *Empilement des scintillateurs formant le phoswich d'Omniscinti, figure extraite de [29] - licence CC BY https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/ .*

La problématique de l'empilement accentue les difficultés de traitement des impulsions [151], l'information se trouvant généralement dans la fluorescence retardée du scintillateur. Cet aspect ne sera pas couvert ici, les travaux sur les hauts taux de comptage étant un domaine à part entière de l'instrumentation nucléaire. Cet état de l'art se concentre sur la discrimination neutron/γ, en effet, comme mentionné précédemment, ces deux particules interagissent avec des distances de pénétration du même ordre de grandeur dans les scintillateurs plastiques. De plus, toutes les méthodes mentionnées pourront alors s'appliquer à tout type de séparation.

Plusieurs techniques de discrimination de particules peuvent être utilisées, avec des complexités et des résultats variables, faisant régulièrement l'objet de nouvelles publications. Historiquement, les solutions analogiques furent les premières à être développées [152-155]. Bien que les traitements réalisés soient les mêmes, les fonctions sont aujourd'hui majoritairement assurées par des calculs numériques [156-158]. Ces algorithmes mettent en lumière le rôle de la composante de décroissance lente des impulsions pour identifier la particule. De cette observation, plusieurs méthodes numériques en découlent, étant donné que l'information peut se mettre sous la forme de la dérivée [159] ou encore d'une composante fréquentielle [160]. Enfin, des méthodes de machine learning peuvent être envisagées [161-163].

La sous-section 2.4.1 traite de la discrimination de particules par mesure de temps de vol. Celle-ci peut être réalisée avec tout type de capteur, tant qu'il est sensible aux particules observées. La sous-section 2.4.2 expose les méthodes de PSD pour lesquelles il faut faire intervenir un capteur discriminant ou plusieurs capteurs différents. Les scintillateurs discriminants seront considérés ici car ils sont au cœur de l'étude.

2.4.1 Mesure de temps de vol

En laboratoire, il est possible d'utiliser une mesure de temps de vol pour séparer distinctement les interactions neutrons des γ étant donné que la célérité des photons est connue. La mesure de temps de vol sert de référence pour les comparaisons aux autres techniques développées [159] et la construction d'ensembles de données fiables [163].

Cette technique s'appuie sur les phénomènes physiques menant à la production de neutrons dans une source radioactive. Par exemple, le californium-252 émet des neutrons par fission spontanée. Il s'agit de 3,086 % des désintégrations, lesquelles produiront en moyenne 3,7675 neutrons [4]. Les neutrons émis lors d'une désintégration le sont alors simultanément. La fission

peut s'accompagner d'émissions γ, dans ce cas, il faut être capable de mesurer le temps mis par la particule pour atteindre le capteur. La méthode des coïncidences dans le cadre de la discrimination s'appuie donc sur plusieurs capteurs [163]. Avec des scintillateurs, un capteur est placé près de la source (de l'ordre du centimètre) et un second à plusieurs dizaines de centimètres par exemple (selon l'activité de la source) mais sans aligner les capteurs et la source. Lors d'une détection dans le premier capteur, l'ouverture d'une fenêtre temporelle déclenche l'acquisition sur le second capteur. La différence de temps mesurée entre deux évènements sur les détecteurs permet de distinguer les rayonnements γ des neutrons car deux groupes se forment lorsqu'ils sont tracés. Les plus faibles différences temporelles correspondent à des rayonnements γ, tandis que les valeurs plus grandes à des neutrons. Cette mise en place est illustrée par la figure 2.9.

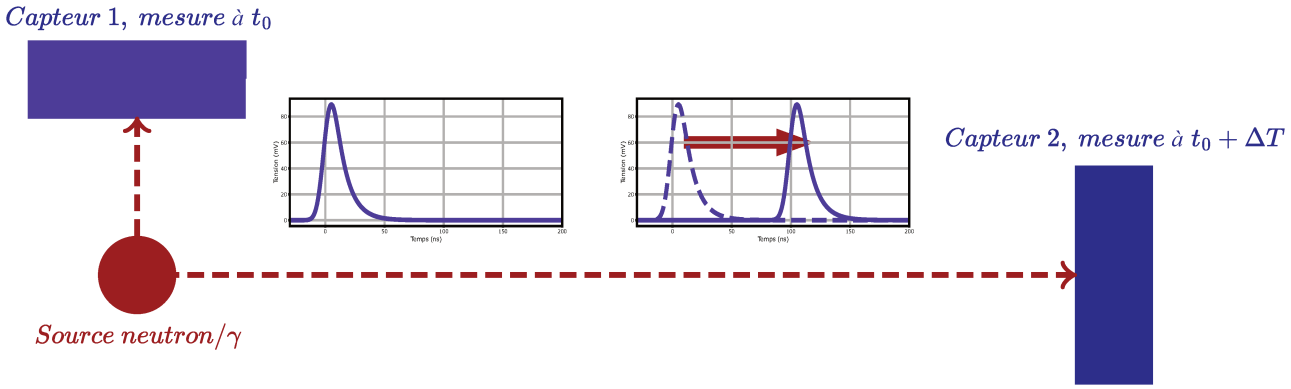

Figure 2.9 – *Schéma d'une mesure par temps de vol (ToF), un évènement dans la source émet plusieurs particules, par exemple une fission peut émettre deux neutrons.*

Avec des capteurs semi-conducteurs et des galettes de microcanaux (MCP, de l'anglais *Micro-Channel Plate*), il est aussi possible de mesurer la vitesse des particules lorsque les capteurs sont alignés [26].

Dans ces deux situations, la mesure par temps de vol dépend de la résolution temporelle des mesures de coïncidences. Cette technique requiert ainsi une mise en place plus lourde, qui se prête plutôt à une installation en laboratoire. Pour des appareils à main portable ne pouvant loger qu'un détecteur (ou du moins ne permettant pas de les espacer suffisamment), celui-ci doit pouvoir réaliser la séparation seul.

2.4.2 Méthodes de discrimination par mesure de forme d'impulsion

Que ce soit par l'empilement de plusieurs couches de scintillateurs ou avec un scintillateur discriminant, la discrimination par PSD demande une seule voie d'acquisition. Le scintillateur EJ-276D d'Eljen Technology [164] est par exemple un scintillateur discriminant neutron/γ. La figure 2.10 illustre la différence entre les impulsions lumineuses générées par le scintillateur suite à une interaction neutron ou γ. La simplification par rapport au temps de vol permet de s'affranchir d'un banc de tests de grande taille et de concevoir des appareils portables. De plus, les mesures temporelles qui permettent la discrimination par temps de vol ne sont alors plus critiques. L'absence de cette contrainte permet de concevoir des volumes de détection plus grands en plus de pouvoir discriminer une particule unique. Plusieurs mesures peuvent être réalisées pour observer les différences dans la forme des impulsions générées. Les paragraphes

suivants en exposent quelques exemples : la comparaison de charge, l'exploitation du passage à zéro, celle du gradient et enfin l'apprentissage automatique.

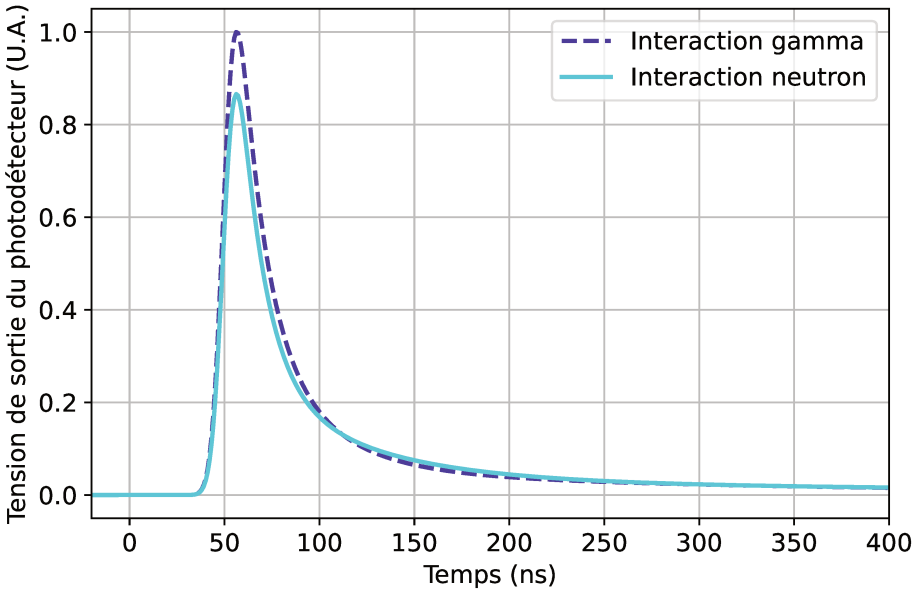

FIGURE 2.10 – *Illustration schématique d'une discrimination par PSD (la fonction de transfert du photodétecteur est modélisée par une gaussienne d'écart type égal à 5 ns).*

Mesure de comparaison de charge

La mesure par comparaison de charge (CCM, *Charge Comparison Method*) s'appuie sur le fait que les impulsions lumineuses décroissent plus ou moins vite selon la particule. Le phénomène physique à l'œuvre est décrit dans la section 1.4.3 du chapitre précédent. En intégrant l'impulsion sur deux périodes, la comparaison de charge observe alors une différence entre les deux intégrales. La figure 2.11 illustre un exemple d'impulsion pour laquelle la queue du signal est intégrée pour être comparée à l'intégration totale.

Le ratio entre les intégrales calculées est appelé le *Tail-To-Total Integration ratio*, il permet de former un histogramme tel que celui illustré par la figure 2.12. Deux contributions gaussiennes peuvent alors être distinguées, elles correspondent chacune à un type de particule. Il s'agit d'une solution historique qui peut se réaliser de façon analogique. Bien qu'elle soit à présent réalisée en numérique, s'agissant de calculs d'aires, celle-ci présente l'avantage d'être simple à réaliser.

Les premières conceptions analogiques mettant en jeu la CCM s'appuient sur des circuits intégrateurs. Adams et White [154] réalisent une discrimination neutron/γ en utilisant deux intégrateurs, le premier sur 25 ns et le second sur 400 ns, générant respectivement des charges intégrées Q_1 (début de l'impulsion) et Q_2 (impulsion entière). Des coefficients de normalisation K_1 et K_2 sont utilisés de façon à comparer les grandeurs $K_1.Q_1$ et $K_2(Q_1 + Q_2)$. Dans le cas où la première est la plus grande, un photon γ est signalé, dans le cas contraire, un neutron. Pour cela, ils ont conçu un circuit pour leurs intégrateurs avant de les placer en amont d'un

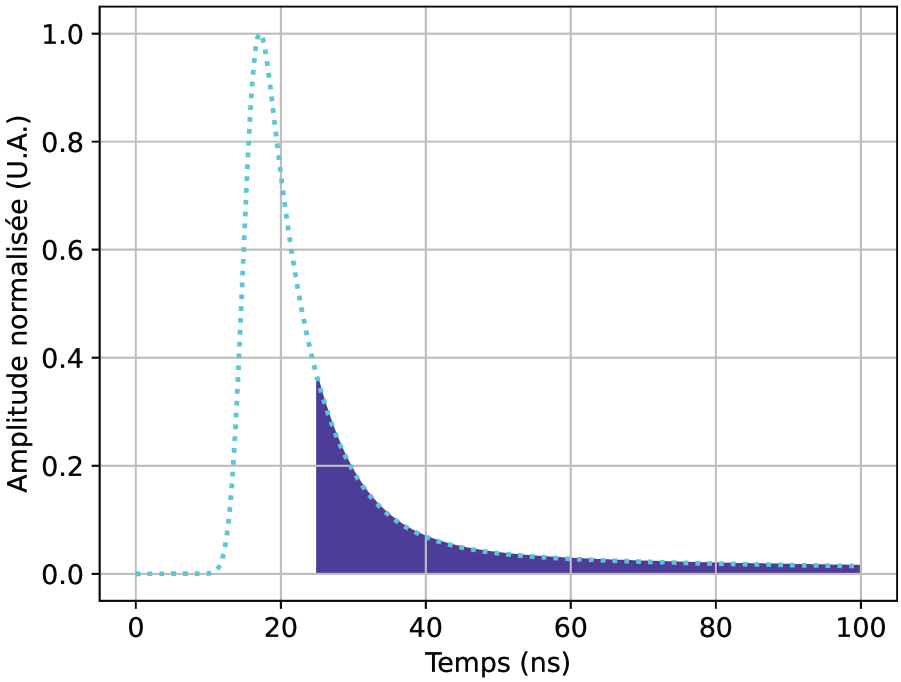

FIGURE 2.11 – *Illustration schématique d'une intégration pour une CCM, la zone violette est intégrée en parallèle de l'impulsion entière, le ratio entre ces deux grandeurs donne une information sur le type de particule.*

comparateur, dont la sortie vient sélectionner le signal de sortie. Ce schéma s'accompagne de discriminateurs qui déclenchent l'affichage ou l'inhibe si un empilement d'impulsions est détecté. La différence $K_1.Q_1 - K_2.(Q_1 + Q_2)$ de chaque impulsion permet de former un histogramme pour évaluer la performance de leur séparation. Deux métriques sont mentionnées : la figure de mérite et le facteur de discrimination [165]. La figure de mérite (FoM) s'exprime comme :

$$FoM = \frac{\Delta P}{W_\gamma + W_{neutron}}, \tag{2.5}$$

avec ΔP la distance entre les pics des deux distributions gaussiennes formées, et W_γ et $W_{neutron}$ leurs largeurs à mi-hauteur. Le facteur de discrimination δS s'exprime quant à lui comme :

$$\delta S = \left(\frac{\epsilon_\gamma^2 + \epsilon_{neutron}^2}{\Delta P^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.6}$$

avec ϵ_γ et $\epsilon_{neutron}$ les écarts-types des distributions. La FoM a ensuite été majoritairement adoptée, celle obtenue par Adams et White [154] varie entre 1 et 4 selon les énergies considérées.

Cette méthode de comparaison des charges reste aujourd'hui largement utilisée sous une forme similaire :

$$K_1.Q_1 - K_2.(Q_1 + Q_2) \geq 0 \;\Leftrightarrow\; \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \;\geq\; \frac{K_2}{K_1} = S \tag{2.7}$$

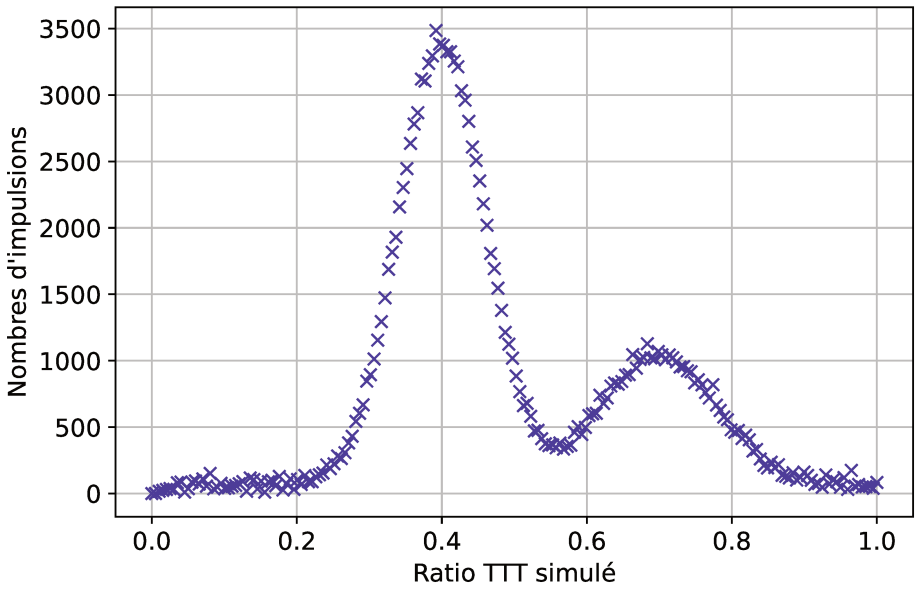

Figure 2.12 – *Illustration schématique d'un histogramme des ratios d'intégrales pour une discrimination par CCM, deux contributions gaussiennes ressortent de ce tracé, correspondant à deux types de particules.*

avec S un seuil défini après étalonnage du système d'acquisition. A présent la numérisation des impulsions permet des intégrations numériques [166, 167] et facilite l'optimisation des paramètres K_1 et K_2 mais aussi les temps d'intégration pour le calcul des charges Q_1 et Q_2 [168]. Il devient alors possible de modifier les temps d'intégration de façon à maximiser la séparation des distributions gaussiennes [168].

Pour déclencher la mesure de comparaison de charges, un seuil de déclenchement permet d'initier les intégrations. Un seuil à valeur fixe génère un déficit balistique : les impulsions de plus grande amplitude observent un temps de montée plus long et le déclenchement provoque alors un comportement non linéaire pour l'intégration. La discrimination à fraction constante permet de pallier ce problème.

Zaitseva et al. [166] ont montré que la scintillation plastique permet de discriminer de façon satisfaisante les rayonnements γ des neutrons si la FoM est supérieure à 1,27. Cette valeur provient d'une séparation des contributions gaussiennes par au moins trois fois la somme des écarts-types :

$$FoM \geq \frac{3(\sigma_\gamma + \sigma_{neutron})}{2\sqrt{2ln(2)}(\sigma_\gamma + \sigma_{neutron})} \text{ avec } W = 2\sigma\sqrt{2ln(2)} \tag{2.8}$$

Mesure par passage à zéro

Une seconde méthode de discrimination de particules cherche à amplifier les distinctions entre les types d'impulsions et à les mettre sous une forme facilement observable telle qu'une amplitude ou une durée. Elle permet de limiter l'influence de l'amplitude de l'impulsion. Pour la discrimination neutron/γ, Alexander et Goulding [63] procèdent ainsi en plusieurs étapes :

1. l'intégration de la charge de l'impulsion (temps caractéristique grand devant celui de l'impulsion),
2. la différenciation pour former une impulsion rectangulaire,
3. la séparation en deux voies pour alimenter deux réseaux de différenciation RC de constantes différentes,
4. le premier réseau sert de déclencheur et le second de fin (toutes les impulsions auront un passage à zéro mais celui-ci intervient lors de la décroissance rapide pour les électrons dus à l'effet photoélectrique et lors de la décroissance lente pour les neutrons),
5. la conversion temps-amplitude de façon à ajouter un discriminateur d'amplitude en sortie.

L'avantage réside dans la dynamique de mesure atteignable, Alexander et Goulding atteignent un rapport de 1 pour 10 entre les amplitudes d'entrée mesurables, Tietsch et Kellogg [64] l'étendent quelques années plus tard à 1 pour 20.

Mesure par exploitation du gradient

La numérisation des impulsions permet des traitements plus complexes. L'analyse du gradient de l'impulsion (PGA, de l'anglais *Pulse Gradient Analysis*) s'appuie sur le fait que la décroissance des impulsions neutrons dans les scintillateurs est plus lente que celle des impulsions γ. Après avoir normalisé l'impulsion, D'Mellow et al. [169] utilisent son amplitude ainsi qu'un point numérisé 15 à 25 ns après le maximum. Les tensions en ces points permettent d'obtenir le gradient et les neutrons observent ainsi un gradient plus faible que les γ. Ce travail leur permet d'obtenir une FoM de 1,6, qu'ils comparent à une FoM de 1,43 obtenue par une mesure CCM sans optimisation des portes d'intégration, c'est-à-dire une augmentation de 12 % [169].

Étant donné que l'information sur la nature de la particule se retrouve dans la pente de l'impulsion pour les scintillateurs discriminants, il est possible de discriminer ces impulsions dans le domaine fréquentiel. Par une transformée de Fourier rapide (FFT), Liu et al. [160] retrouvent la majeure partie de l'information dans les basses fréquences où la valeur à 0 Hz permet de séparer particules γ et neutrons. Cette méthode de *Fourier gradient analysis* (FGA) leur permet d'obtenir une FoM de 0,981 tandis qu'ils obtiennent 0,699 avec la PGA décrite précédemment, soit une amélioration de 40 %.

Enfin, Safari et al. promeuvent aussi la transformée de Fourier pour la discrimination pour sa capacité de diminution des effets du bruit [170]. Ils utilisent la transformée en cosinus et la transformée en sinus séparément pour apporter un nouveau degré de précision en séparant ces contributions. Cette méthode les mène à une FoM de $1,66 \pm 0,02$ qu'ils comparent à $1,55 \pm 0,02$ pour la CCM et $1,49 \pm 0,03$ pour la FGA, soit des augmentations respectives de 7 et 11 %.

Mesure par apprentissage automatique

Cette partie présente différentes méthodes de discrimination qui tirent parti de l'apprentissage automatique. Il s'agit de méthodes permettant de détecter des motifs spécifiques dans le signal, plus ou moins complexes selon le nombre de couches de traitements mis en place. L'algorithme cherche à identifier des caractéristiques communes entre les différentes données d'entrée. Ces algorithmes se distinguent en deux catégories : apprentissage supervisé ou non-supervisé.

Dans la catégorie de l'apprentissage supervisé, les données sont étiquetées, c'est-à-dire que la

sortie attendue est connue par l'algorithme pendant son entraînement. Son objectif est ensuite d'estimer une sortie à partir de nouvelles données non étiquetées. Il existe par exemple les perceptrons multi-couches [171, 172] (MLP, *Multi-Layer Perceptron*), les machines à vecteurs de support [173] (SVM, *Support-Vector Machines*), les forêts d'arbres décisionnels [174] (*random forest*) et les réseaux neuronaux convolutifs [175] (CNN, *Convolutional Neural Network*).

En apprentissage non-suprevisé, la sortie attendue n'est pas connue (ou cachée au réseau) et les données ne sont donc pas étiquetées. L'algorithme va chercher à créer des groupes à partir des données en fonction de leurs caractéristiques. Il existe par exemple le partitionnement de données, l'algorithme des k-moyennes (*k-means*), le modèle de mélange gaussien (GMM, *Gaussian Mixture Model*) et les auto-encodeurs [176, 177].

En apprentissage supervisé, la problématique est de constituer une base de données étiquetées fiable. Fu et al. [178] utilisent par exemple la méthode CCM sur des impulsions neutron et γ pour étiqueter les données avant d'utiliser un MLP. Zhang et al. [179] utilisent la même méthode pour des SVM. Une mesure de temps de vol pour la discrimination de particules permet de réaliser un étiquetage plus fiable [180], notamment aux basses énergies [181]. En apprentissage non-supervisé, le GMM permet par exemple de se passer d'étiquetage [182].

Quelle que soit la méthode d'apprentissage automatique utilisée, celles-ci améliorent systématiquement les performances de discrimination par rapport aux méthodes décrites aux sections précédentes [178, 179, 181-184]. Cependant, les réseaux de neurones et traitements statistiques peuvent demander de nombreux calculs et être ainsi moins adaptés à des architectures embarquées ou des systèmes avec un traitement en temps contraint.

Différentes méthodes de discrimination de particules existent dans la littérature, avec des complexités algorithmiques variables. Cet aspect est rarement pris en compte étant donné que les mesures ont pour objectif une discrimination en laboratoire. La section suivante prend en compte le système entier, de cette façon, il est possible de comparer les chaînes d'acquisition entre elles pour la discrimination de particules à l'aide de SiPM.

2.5 État de l'art des chaînes d'acquisition pour la discrimination avec des SiPM en scintillation plastique

La section précédente a montré qu'il existe différentes méthodes pour la discrimination de particules. Dans la littérature, les SiPM peuvent être utilisés pour la discrimination de particules et permettent de respecter le critère de l'équation 2.8 avec des scintillateurs inorganiques comme le NaIL [185, 186], organiques comme le stilbène [187, 188] mais aussi avec des scintillateurs plastiques, typiquement l'EJ-276D du fabricant Eljen [189-191]. Dans tous ces travaux, augmenter le seuil en énergie des impulsions considérées augmente la qualité de la discrimination, c'est-à-dire la FoM, définie par l'équation 2.5. Des rayonnements γ ou neutroniques de plus haute énergie génèrent un plus grand nombre de photons de scintillation, l'impulsion en sortie de SiPM est alors mieux résolue à la suite de la numérisation. De plus, le niveau de bruit restant similaire au cours d'une acquisition, les impulsions de plus faible amplitude observent un rapport signal à bruit plus faible et subissent des variations relatives plus importantes. Ces aspects mènent à une problématique commune dans la littérature, la difficulté à discriminer les particules de

faible énergie, typiquement sous 250 $keVee$ (électronvolt équivalent électron : unité utilisée en scintillation pour déterminer l'intensité lumineuse par rapport à l'énergie qu'aurait déposée un électron). Ainsi, les performances obtenues par un système de discrimination restent indissociables de la gamme d'énergies considérée dans l'étude. Enfin, les particules de faible énergie peuvent être occultées en amont du capteur par l'ajout de blindage comme du plomb pour les γ ou du polyéthylène pour les neutrons. Il convient de prendre en compte tous ces aspects des protocoles expérimentaux dans l'évaluation et la comparaison des résultats. La figure 2.13 reprend la description d'une chaîne d'instrumentation présentée plus tôt en y ajoutant tous les paramètres pouvant influencer une mesure de discrimination de particules. Cette section dresse ainsi un état de l'art des différentes chaînes d'acquisition impliquant des SiPM utilisées en discrimination de particules avec le matériel et les méthodes impliquées de façon à tirer des conclusions sur les FoM obtenues.

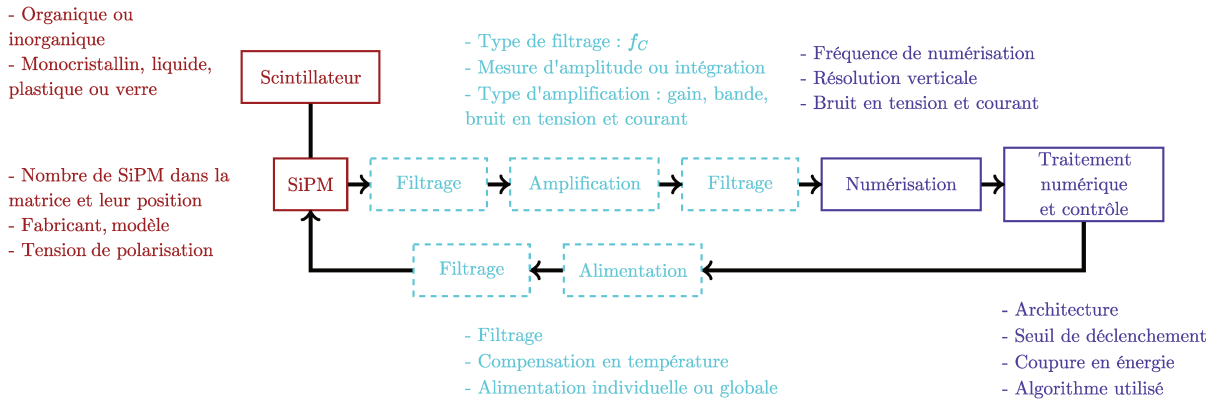

Figure 2.13 – *Synoptique d'une chaîne d'instrumentation pour la scintillation avec les différents paramètres influençant la mesure de discrimination.*

Plusieurs travaux montrent une dépendance des performances de discrimination au modèle de SiPM utilisé [188, 192-194]. Hamamatsu et Onsemi (anciennement SensL) sont les fabricants les plus présents dans les systèmes de scintillation avec SiPM, quelques études mettent aussi en avant Ketek, AdvanSID ou Zecotek. Beaucoup de paramètres technologiques des SiPM viennent influencer la FoM.

La taille de la matrice SiPM et le scintillateur associé forment un premier paramètre dont dépendent les performances. Pour un même scintillateur, Grodzicka et al. [187] observent une amélioration de la FoM à partir de 300 keVee lorsque la face du scintillateur est plus largement couverte par le SiPM. Pour un scintillateur de 25,4 mm de diamètre, une matrice SiPM carrée de 24 mm de côté par rapport à 12 mm fait passer la FoM de 2,29 à 2,68 (pour un seuil de 300 keVee). Cependant, lorsque le scintillateur est pixellisé et adapté à la matrice SiPM, Lynde et al. [195] montrent une dégradation des performances lors du passage d'une matrice de 16 à 144 SiPM, de 0,90 à 0,71 avec un seuil de 250 keVee. Détecter les photons de scintillation au plus tôt permet de reconstruire au mieux l'impulsion, pour un scintillateur donné, il est donc profitable d'en réduire les réflexions internes et de couvrir la plus grande surface possible. En revanche, dans la seconde étude mentionnée, l'épaisseur du scintillateur a pu augmenter le parcours des photons (3,6 mm contre 3 mm) et donc dégrader leur collecte tout comme le fait d'avoir parallélisé les SiPM (lecture par lignes et colonnes). Dans une même gamme de SiPM

chez un fabricant, la taille des SiPM joue aussi un rôle. Leurs spécifications montrent tout d'abord un nombre de cellules, un courant dû au bruit thermique et des temps caractéristiques différents en raison de leurs capacités équivalentes différentes. Shen et al. [196] montrent une dégradation des performances en utilisant des SiPM SensL (aujourd'hui Onsemi) J-60035 (SiPM de 6 mm de côté) par rapport aux J-30035 (SiPM de 3 mm de côté). Cependant, leur étude modifie dans un même temps les dimensions du scintillateur en l'adaptant en diamètre mais aussi en épaisseur et il est alors difficile de mesurer la contribution respective de ces paramètres dans ce cas. Les auteurs concluent en expliquant la différence de FoM par le bruit et la capacité équivalente plus importants des SiPM (par rapport aux PMT et à des SiPM plus petits).

D'un point de vue géométrique et technologique, les différentes gammes d'un même fabricant ne permettront pas les mêmes performances. En reprenant en exemple les SiPM Onsemi, pour les mêmes dimensions, les séries C [47] et J [60] possèdent un facteur de remplissage, une gamme de longueurs d'onde, des probabilités d'impulsions dues au bruit et des temps caractéristiques différents. Tous ces paramètres influencent la probabilité de détection d'un photon et donc la reconstruction de l'impulsion lumineuse. Taggart et al. [190], pour ces deux gammes, observent une FoM de 1,22 pour un série C contre 1,72 pour un série J avec un seuil de 500 keVee. Hubbard et al. [197] confirment ces résultats dans une étude ultérieure. Le procédé de fabrication des différents constructeurs influe aussi sur la qualité de la discrimination. Bien qu'il soit plus difficile de les comparer, il est possible de noter une majorité de SiPM Onsemi et Hamamatsu dans la littérature pour les études de discrimination de particules.

Pour un SiPM donné, ses conditions d'utilisation viennent aussi influencer la mesure. Les travaux de cette thèse ont pour but le développement d'appareils portables. Bien que le refroidissement actif soit possible avec des modules Peltier par exemple, au laboratoire, nous avons fait le choix de compenser la dépendance des SiPM en température plutôt que d'essayer de la contrôler. La compensation en température des SiPM est un sujet actif de la littérature où la tension de polarisation est augmentée lorsque la température augmente. En effet la tension d'avalanche d'un SiPM augmente avec la température car l'avalanche dans une photodiode repose sur les coefficients d'ionisation [198, 199]. Ces derniers sont réduits lorsque le libre parcours moyen de l'électron diminue en raison de la température qui augmente et donc de l'agitation thermique. Pour conserver le même gain, un étalonnage préalable est donc nécessaire pour connaître le rapport $\delta V/\delta T$. Une compensation de la tension de polarisation peut être mise en place de manière analogique [200-202] ou numérique [203-205]. Sans ces compensations, la mesure de l'énergie des impulsions pourrait par exemple se retrouver biaisée.

Au-delà de la prise en compte de la température, le gain influence aussi la discrimination de particules. En effet, il vient augmenter le nombre de fausses détections dues au bruit thermique mais aussi les fluctuations observables sur une impulsion. Selon la tension de polarisation, Wang et al. [189] observent des variations d'amplitude mais aussi de forme des impulsions ainsi qu'une déterioration de la résolution en énergie. Un gain plus important augmente la résolution lors de la numérisation du signal mais aussi le bruit. Avec quatre SiPM J-60035 d'Onsemi, ils observent ainsi un optimum pour la résolution énergétique et dans le calcul de la FoM à $27,6\ V$ tandis que la plage de polarisation de ce modèle s'étend de $24,5\ V$ à $30\ V$. Pour un système donné, un gain élevé n'est ainsi pas synonyme de FoM améliorée.

Les expériences de discrimination de particules avec des SiPM utilisent majoritairement des

numériseurs de table, comme par exemple les références du fabricant CAEN [206]. Ces dernières permettent d'atteindre des fréquences de numérisation de $3,2$ $GSps$ avec le DT5743, bien que le DT5730 soit le plus courant à ce jour avec 500 $MSps$. En effet, il permet un bon compromis, en proposant une résolution de 14 *bits* et une interface dédiée [207] pour la récupération de spectre en énergies ou encore de diagramme pour la discrimination. La résolution verticale et la fréquence d'échantillonnage impactent la discrimination mais aussi le rapport signal à bruit (SNR). Hachem et al [208] ont montré que le SNR apporte la majeure partie de l'influence sur la FoM et que la fréquence d'échantillonnage peut être réduite si le SNR est suffisant (250 $MSps$ pour un SNR supérieur à 4 dans leur étude). Pour le DT5730 par exemple, le bruit RMS en tension est de 312 μV si une plage de 2 V est utilisée et 102 μV sur une plage de $0,5$ V.

Les tableaux 2.3, 2.4, 2.5 et 2.6 présentent un résumé de certains travaux de la littérature sur la discrimination neutron/γ avec des scintillateurs plastiques et SiPM dans l'ordre des années de publication. Quelques résultats obtenus à l'aide de scintillateurs inorganiques et organiques non plastiques tels que le stilbène sont aussi présentés à titre de comparaison et indiqués en italique rouge. Les SiPM utilisés dans chaque étude sont indiqués en gras et les informations sont exposées telles que décrites dans les études. Sur le site *Web of Science*, la recherche suivante, réalisée en juin 2025, a fourni une majorité de résultats probants pour la construction de ces tableaux :

```
TS=((neutron AND gamma) OR "discrimination" OR "particle identification")

AND TS=(sipm OR "silicon?photomultiplier" OR mppc OR spad)

AND TS=("plastic scintillat*").
```

Bien que le capteur utilisé pour la discrimination de particules apporte la majeure partie des performances, l'électronique d'acquisition utilisée influence aussi la mesure. Les systèmes mentionnés montrent qu'il existe différents choix possibles tout au long de la chaîne d'acquisition. Pour ces raisons, la section suivante dresse un état de l'art des modèles de simulations pour la photodétection. En effet, la mesure est influencée par l'électronique utilisée, les modèles de simulation permettent ainsi de s'en détacher et de comparer les performances intrinsèques des capteurs mais aussi d'obtenir une estimation des performances que l'on peut attendre d'un capteur donné.

Détecteurs	**Matériel, méthode**	**Énergies**	**FoM**
- EJ-299-34 - **Hamamatsu S10985-050C** - **SensL MicroFB-60035**	Signatec PX14400D2 : 14 bits @ 400 MSps, PSD par CCM ou algorithme génétique pour optimiser les poids de l'intégration.	500 keV ; 1,0 MeV.	- Hamamatsu CCM : 1, - Hamamatsu GA : 1,11 - SensL CCM : 1,37 ; 1, - SensL GA : 1,41 ; 1,79
- EJ-299 - **1 C-60035**	CAEN V1751 : 10 bits @ 1GSPS ou CAEN V1730C : 14 bits @ 500 MSps.	1,0 MeVee ; 1,5 MeVee. 1,0 MeVee ; 1,5 MeVee.	1,28 ; 1,39. 0,88 ; 0,93.
- EJ-299-34 - **Hamamatsu S13361-3050AE**	CAEN DT5720A : 12 bits @ 250 MSps, puis ajout d'un CSA.	250 keV ; 1-1,5 MeV. 200 keV ; 1-1,5 MeV.	1,27 (8 μs) ; 2,56 ± 0,01 (8 μs). 1,27 (0,8 μs avec CSA) 2,56 ± 0,01 (0,8 μs avec
- *Stilbène*, - EJ299-33 - **Hamamatsu 16 et 64 S12642**	Température contrôlée à 20°C, Amplificateur Canberra Model 2024, CFD et passage à zéro analogique, TUKAN 8k : Détection de pic analogique et CAN 16 bits	100 keVee ; 300 keVee ; 500 keVee ; 1 MeVee.	- Stilbène, 16 SiPM : 1,35 ; 2,29 ; 2,92 ; 3,51. - EJ-299, 16 SiPM : 0,69 ; 1,35 ; 1,57 et 1,91. - Stilbène, 64 SiPM : 1,33 ; 2,68 ; 3,21 ; 4,04.
- EJ-276, - Amcrys UPS-113NG - EJ-299 - **SensL J-60035** - **SensL C-60035**	5 cm de blindage au plomb, Carte d'évaluation SensL, CAEN V1730C : 14 bit @ 500 MSps, PSD par CCM.	500 keVee ; 1 MeVee ; 1,5 MeVee.	- SiPM C et EJ-299 : 1,22 ± 0,01 ; 1,39 ± 0,0 - SiPM J et EJ-299 : 1,72 ± 0,01 ; 2,02 ± 0,0 - SiPM J et Amcrys : 2,00 ± 0,02 ; 2,41 ± 0,0 - SiPM J et EJ-276 : 2,39 ± 0,01 ; 2,84 ± 0,0

Table 2.3 – *Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scinta*

Détecteurs	**Matériel, méthode**	**Énergies**	**FoM**
- Scintillateur plastique fabriqué en interne et dopé Li6 **- 2 * 64 J-60035**	Amplificateur (G=10), VME Struck SIS3316 : 14 bits @ 250 MSps, PSD CCM.	300 keVee.	1,1
- EJ-299-34 **- 4 J-60035** **- 4 C-60035**	Charge de 50 Ohm ou 1 Ohm, Mini-Circuits ZFL-1000LN+ (G=14), CAEN V1730C : 14 bits @ 250 MSps, PSD CCM, Fourier area analysis et Fourier gradient analysis.	0,25-2 MeVee, FoM pour 1 MeVee.	- FGA : 1,18 (1,22 $(1,6\ \mu s)$; - FAA : 1,41 (1,57 $(1,6\ \mu s)$; - PSD CCM : 1,43 $(1,6\ \mu s)$;
- Scintillateur plastique fabriqué en interne proche de EJ-276 **- 16 C-60035**	CAEN DT5743 : 12 bits @ 400 MSps.	250 keVee.	0,88
- Scintillateur plastique fabriqué en interne dopé Li6 **- 2*64 J-60035**	CAEN N979 (G=10), VME Struck SIS3316 : 14 bits @ 250 MSps, PSD, suite de [211].	1,4-1,6 MeVee.	0,8
- EJ-276 *- Stilbène (Inrad Optic)* **- 64 J-30035**	CAEN DT5720 : 12 bits @ 250 MSps, PSD CCM.	250 keVee. 100 keVee.	- EJ-276 : 1,1. - Stilbène : 1,5
- EJ-276 **- Hamamatsu S13360-6050VE**	Lecture row/column, Circuits DRS4, CAN 16 voies 1 GSPS, PSD sur FPGA.	400 keVee.	0,93

Table 2.4 – *Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scinti*

Détecteurs	**Matériel, méthode**	**Énergies**	**FoM**
- EJ-276(G), - EJ-299 (matrice isolée), - EJ-301, - EJ-309, - **SiPM-NUV et RGB AdvanSiD Trento (IT)**	LMH6629, CAEN DT5725 : 14 bit @ 250 MSps.	1 MeVee.	- EJ-299 (N - EJ-276 (N - EJ-276G - EJ-301 (N - EJ-309 (N
- EJ-276 - **Hamamatsu S13360-6050PE**	CAEN DT5720 : 12 bits @ 250 MSps, PSD CCM.	450 keV ; 1-1,5 MeV.	1,27 ; 1,48. ± 0,0
- EJ-276 2 pouces[1] - EJ-276 1 pouce[2] - EJ-301 1 pouce[3] - [1]**64 J-60035** - [2,3]**64 J-30035**	Signaux des 64 SiPM sommés par 16, Amplifiés par un AD8009 (TIA), et sommés, CAN Pico 4444B : 12 bits @ 500 MSps PSD CCM	250 keVee. 250 keVee.	[1] : 1,15 ; [2] : 1,41 ; [3] : 2,15.
- Scintillateur plastique fabriqué en interne - **4*4 C-30035**[1] - **12*12 C-30035**[2]	CAEN DT5743 : 12 bits @ 400 MSps, PSD CCM.	250 keVee.	[1] : 0,90 [2] : 0,71
- EJ-276G - **Hamamatsu S13360-6025CS** - **J-60035**	Amplification (TI) et DAQ NOTICE : CAN 10 bits @ 400 MSps, FPGA PC, PSD CCM.	500 keVee.	1,32
- *NaIL* - **16 SensL J-60035**	Pré-amplificateur ($Z_e = 10\ \Omega$), Amplificateur différentiel (adaptation CAN), CAN LTC2260 : 14 bits @ 105 MSps, FPGA 10M50SC, PSD par TTT, Compensation en température linéaire.	-	6,43 ± 0,1 5,45 ± 0,1 4,89 ± 0,1 4,40 ± 0,1 3,92 ± 0,1 3,61 ± 0,2
- *NaIL*, - *NaI(Tl)* - **J-60035-64P**	Blindage (polyéthylène), développement d'un TIA, numériseur Pico 5444B : 12 bits @ 250 MSps.	500 keVee.	3,75 ± 0,0

Table 2.5 – *Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scinta*

Détecteurs	**Matériel, méthode**	**Énergies**	**FoM**
- *Trans-stilbène* Inrad Optics (matrice isolée) **- ArrayJ-60035-64P**	2 ASIC TOFPET2, TIA, ratio de ToT.	400 keVee, par paliers de 50 keVee	Dépend et de l'é 1,2 au fr 1,8 au m
- EJ-276 - *Stilbène* **- 144 C-30035**	Masque MURA 21*21, Lecture row/column, TI ADC3421 12 bit @ 50 MSps, FPGA : PSD et localisation, puis transfert PC (wifi).	300 keV 500 keV 700 keV	276 : 0,6 276 : 0,8 276 : 1,0
- EJ-276 **- 2 J-60035**	CAEN DT5730B : 14 bit @ 500 MSps, ToF puis PSD CCM	250-500 keVee ; 500-750 keVee ; 750-1000 keVee ; 1000-1250 keVee.	0,62 ; 0,70 ; 0,88 ; 1,22.
- EJ-309 (liquide), - EJ-276G **- AdvanSiD-NUV hybrid,** **- Hamamatsu** **S14161-6050HS-0,** **- Ketek PA3325-WB-0404**	Amplification avec le LMH6629, CAEN V1730 : 14 bits @ 500 MSps, PSD CCM.	-	276+NU 276+Ha 276+Ket 309+Ket 309+NU 309+Ha
- EJ-276 **- 4*4 Hamamatsu** **S14160–6050HS**	CAEN i-Spector : 12 bits @ 50 MSps, PSD CCM.	Voies CAN 1000 à 1200.	1,10 ± 0
- EJ-276G **- Hamamatsu** **S13360-6025CS** **- J-60035**	CAEN N979 (G=10), CAN 14 bits @ 125 MSps, PSD CCM et machine learning.	150 keVee	CCM : 1 ML : sur ROC de
- EJ-276 **- ArrayJ-60035-4P** **(sommés)**	AD8014 ($G = 40\ dB$), CAEN V1730 : 14 bits @ 500 MSps, T contrôlée à 27 ± 2 °C, Polarisation du SiPM maximisant la résolution énergétique et la PSD.	300 keVee, 500 keVee, 700 keVee	1,13 ; 1,31 ; 1,47.

Table 2.6 – *Systèmes existants pour la discrimination neutron/γ par scinta*

2.6 Modèles de simulation de PMT et SiPM

L'objectif de la thèse est d'évaluer l'impact de l'électronique sur la mesure avec des SiPM. La discrimination de particules notamment, est affectée par les choix de conception dans la chaîne d'acquisition. Les travaux de la thèse ont donc cherché dans un premier temps à connaître les effets imputables aux capteurs. Cette approche permet de définir les limites atteignables par l'électronique, au-delà desquelles l'amélioration n'est plus possible. Un SiPM, tel qu'il est conçu, pourrait être moins performant qu'un PMT quel que soit le traitement qui lui est ajouté. Le problème subsiste en les comparant par l'expérience car il est nécessaire de choisir une chaîne d'acquisition. La mesure influence la quantité mesurée, n'importe quelle comparaison expérimentale des photodétecteurs souffrirait alors de devenir une comparaison de systèmes d'acquisition.

Une manière de comparer les capteurs consiste à en proposer un modèle pour la simulation. Cette section propose un état de l'art des différents modèles de simulation pour PMT et SiPM de la littérature, avec l'objectif à terme de proposer un modèle pour chacun qui permettrait de comparer leurs capacités de discrimination. Les modèles de simulations choisis doivent permettre d'évaluer l'impact de chaque étape de l'acquisition sur les signaux physiques initiaux : un scintillateur convertit l'énergie déposée par un rayonnement en photons visibles. Un premier modèle de scintillateur peut fournir la direction des photons, leur énergie, leur temps d'émission ou encore leur mode d'interaction avec les surfaces. De par sa géométrie, le scintillateur peut tout d'abord générer des retards dans la détection des photons à l'interface avec le photodétecteur. Ensuite, le photomultiplicateur récupère ce signal lumineux, génère un signal électrique avec un certain gain et une déformation. Enfin, l'électronique d'acquisition possèdant une bande passante finie, elle déforme aussi les signaux.

Dans cette section, les méthodes employées dans la littérature pour la simulation des photodétecteurs sont présentées. Que ce soit pour mieux comprendre le fonctionnement des photomultiplicateurs, éprouver un nouveau design ou évaluer une électronique d'acquisition, la simulation cherche à représenter le plus fidèlement possible la physique des capteurs. Actuellement, la physique des scintillateurs plastiques est typiquement modélisée par des codes Monte-Carlo tels que MCNP [219], PHITS [220], Geant4 [221] ou FLUKA [222]. Il s'agit de codes de transport de particules pouvant modéliser la géométrie de sources et de capteurs. Bien que la modélisation des scintillateurs soit mentionnée et utilisée dans les travaux, seuls les photodétecteurs sont pris en compte dans cette section car le cadre de l'étude en serait élargi. D'autres travaux de thèse sont actuellement menés en parallèle spécifiquement sur la modélisation des scintillateurs. Pour déterminer s'il existe une différence intrinsèque entre PMT et SiPM, les deux modèles doivent être comparés, les sections suivantes décrivent les modèles existants dans la littérature pour chacune des technologies. Les modèles de simulation pour les PMT sont exposés en sous-section 2.6.1 tandis que les modèles SiPM sont présentés en sous-section 2.6.2.

2.6.1 Modèles de simulation PMT

Pour illustrer les modèles de simulation PMT exposés dans les paragraphes suivants, le fonctionnement décrit en section 1.5.1 est à nouveau illustré par la figure 2.14. Les PMT à focalisation linéaire seront au cœur de l'étude et donc de cet état de l'art. Bien que le principe de multiplication soit similaire, plusieurs architectures différentes de PMT existent. Les focalisations

linéaires sont les plus communes et celles utilisées au laboratoire dans la quasi-totalité des projets.

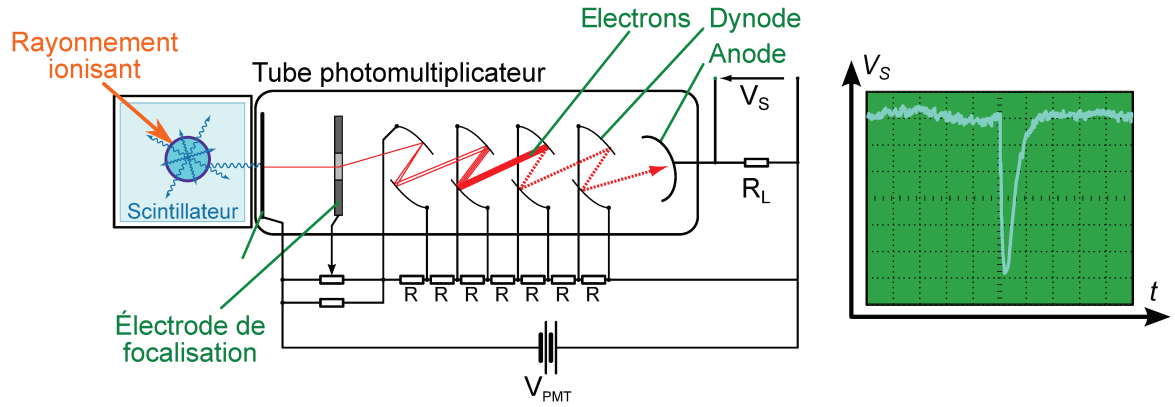

Figure 2.14 – *Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur, du rayonnement ionisant à l'impulsion électrique.*

L'une des applications de la scintillation est la spectrométrie, les simulations peuvent alors permettre d'étalonner en énergie les chaînes d'acquisition faisant intervenir des tubes photomultiplicateurs. Des modèles mathématiques existent pour décrire la charge générée en sortie du PMT [223-226]. Des méthodes analytiques et numériques peuvent être utilisées, le modèle de Bellamy et al. [223] fait référence et propose la formule 2.9 pour décrire le spectre généré par un PMT :

$$S(x) = \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} . \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi n}} exp(-\frac{(x - n.Q)^2}{2n.\sigma^2} \right), \tag{2.9}$$

avec μ le nombre moyen d'électrons collectés par la première dynode $[-]$ et n le nombre d'électrons observés $[-]$ selon une distribution de Poisson $P(n, \mu)$, Q la charge moyenne collectée $[C]$ et σ son écart-type. Ces modélisations sont mentionnées à titre indicatif mais elles ne permettent pas d'évaluer les performances en discrimination puisque la forme de l'impulsion n'est pas reconstruite.

La discrimination de particules demande de traiter les impulsions individuellement, les modèles permettant de reconstruire une impulsion peuvent alors être exploités pour évaluer la déformation provoquée par le PMT. Des modèles SPICE (*Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*) de PMT permettent d'y interfacer l'électronique de lecture et ainsi de fournir la réponse électrique à une stimulation photonique. Dans ces modèles, les dynodes sont représentées par des sources de courant dépendantes de la précédente [227]. Le gain de chaque étage G_i $[-]$ découle de la spécification du constructeur ($G = f(V_{polarisation})$) et de la formule énoncée en introduction :

$$G = \prod_{i=1}^{N} G_i = \prod_{i=1}^{N} k_i(\epsilon_i.V_B)^{\alpha}, \tag{2.10}$$

dans laquelle k_i est la constante de proportionnalité de la dynode $[-]$, $\epsilon_i.V_B$ la fraction de la tension de polarisation du PMT appliquée à une dynode $[V]$ et α un paramètre de construction du PMT $[-]$. Dans ce modèle [227], les paramètres k_i et $\epsilon_i.V_B$ sont considérés invariants selon i, permettant d'adapter la formule 2.10 à l'abaque du constructeur, Hamamatsu Photonics dans ce cas. Dans cette étude, la variation des tensions de polarisation par dynode en fonction du courant d'anode et la variation du gain selon la tension de polarisation globale sont évaluées. La démarche se conclut avec la comparaison à l'expérience avec un PMT Hamamatsu R7400U. Bien que les courants internes du PMT soient simulés, le modèle ne permet pas d'observer l'évolution temporelle du signal mais seulement une intensité totale générée sur l'anode. D'autres modèles avec des modèles électriques et une distribution des tensions sur les dynodes différents ont suivi [228, 229] pour notamment améliorer la représentation de la charge générée lors d'interactions mono-photoniques [230], celles-ci ajoutant les probabiltés de phénomènes parasites. La photocathode génère un nombre d'électrons suivant une distribution poissonnienne (typiquement entre zéro et deux). La première dynode n'est pas toujours atteinte par l'électron et ne génère pas toujours d'électrons secondaires. Les électrons secondaires peuvent ensuite ne pas atteindre la seconde dynode ou seulement une partie d'entre eux. Tous ces éléments sont pris en compte dans un modèle cascadé [230], le résultat est convolution de la réponse de chaque dynode, comparé à un modèle gaussien global, pour représenter le gain selon la tension d'alimentation. Pour le test d'une grande quantité de PMT, l'usage des réseaux de neurones peut permettre d'en déterminer le gain [231]. Ici de premiers travaux utilisent un réseau de deux couches cachées de respectivement cinq et quatre neurones, prenant en entrée des points du spectre PMT et donnant une estimation du gain. Les auteurs estiment les incertitudes obtenues sur le gain entre 15 et 20 % avec cette méthode.

Pour retrouver une information temporelle, des modèles physiques plus récents [232, 233] et particulièrement des codes de transport de particules permettent de combiner toutes les contributions des champs électro-magnétiques sur les électrons. Beavers et al. [232] ont réalisé une tomographie axiale pour établir la géométrie d'un PMT 9214B d'ET-Enterprises et ensuite la retranscrire dans le logiciel COMSOL Multiphysics. Le modèle simule la carte des potentiels, le transport des électrons, leur multiplication ainsi que leur collecte. Ce modèle ne prend pas en compte les effets de saturation mais permet d'observer le taux de collection des électrons sur l'anode en fonction du temps. Le modèle a ensuite été adapté à un PMT à fenêtre rectangulaire et photocathode réfléctive [234]. Ces modèles de photocathode permettent de diminuer le temps de vol et donc d'améliorer la dispersion temporelle. Martin et al. [233] ont pour leur part utilisé le logiciel FreeCAD suite à une tomographie axiale pour reconstruire un PMT R13408-100 d'Hamamatsu. La figure 2.15 illustre la géométrie modélisée dans leurs travaux.

La simulation réalisée en MATLAB reconstruit le transport des électrons dans un champ électrostatique selon un algorithme *leapfrog* : la méthode *Boris* [235]. Le nombre d'électrons générés dans une émission secondaire est fonction de l'énergie initiale de l'électron et de son angle d'incidence selon le modèle de *Vaughan* modifié [236]. Le champ est décrit par une simulation à éléments finis sous la forme d'une *toolbox* MATLAB. Le modèle ne permet pas d'expliquer la non-linéarité observée aux plus hautes tensions de polarisation mais peut fournir le gain, le temps de vol dans le PMT ou encore la dispersion temporelle en fonction de la tension de polarisation. D'autres études publiées pendant les travaux de la thèse ont ainsi exploité ce modèle pour étudier l'impact des paramètres du PMT sur les signaux de sortie, tel que le travail de Martin-Luna et al. sur le pont diviseur de tension [237]. Un modèle de simulation Geant4

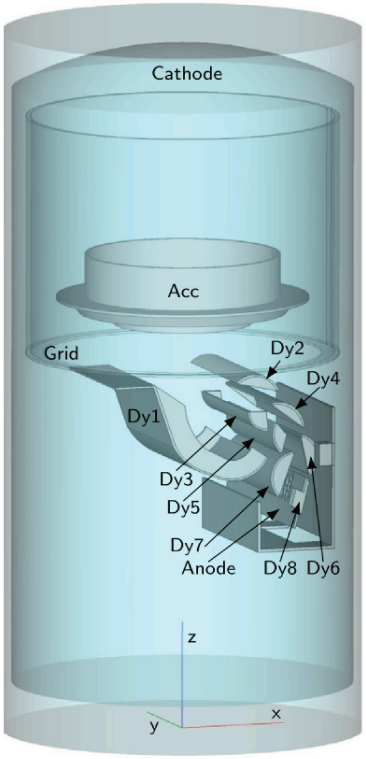

Figure 2.15 – *Modèle géométrique de PMT réalisé sous FreeCAD utilisé par Martin et al., figure extraite de [233], licence CC BY-NC-ND : https://doi.org/10.1016/j.sna.2023.114859.*

proposé par Wang et al.[238] se focalise sur la photocathode et l'efficacité de photodétection (PDE, de l'anglais *Photon Detection Efficiency*). Les phénomènes de réflexion, réfraction et propagation sont modélisés selon la longueur d'onde et l'angle d'arrivée des photons incidents. Seul le trajet des électrons depuis la photocathode jusqu'à la première dynode est alors pris en compte pour le calcul de la PDE. La figure 2.16 illustre le modèle réalisé sous Geant4, la photocathode ellipsoïdale forme la partie supérieure blanche avec son épaisseur prise en compte tandis que la première dynode est représentée en vert au centre de l'image.

Pour interfacer le modèle de simulation avec l'électronique d'acquisition, les modèles SPICE permettent de fournir une information en tension ou en courant tout en autorisant de changer rapidement les composants de lecture. Peña-Rodriguez et al. [239] utilisent la même méthode que celle mentionnée précédemment avec l'équation 2.10 [227] pour déterminer les gains de chaque étage dans le cadre du développement des détecteurs Cherenkov du projet LAGO (*Latin American Giant Observatory*). Ils en déduisent le développement d'un modèle SPICE pour un PMT Hamamatsu R5912 qui permet de tracer une réponse en tension au cours du temps pour une charge de 50 Ω. Le modèle permet de simuler une conversion numérique et ainsi de fournir une estimation de la numérisation de la chaîne d'acquisition. Les données d'entrée considérées résultent d'une interaction avec un muon de 3 GeV, générant 203 photo-électrons selon un temps caractéristique de décroissance de 42 ns.

En simulation, observer la collecte des charges sur l'anode nécessite d'en suivre l'évolution temporelle si les performances de discrimination sont étudiées. La plupart des modèles PMT

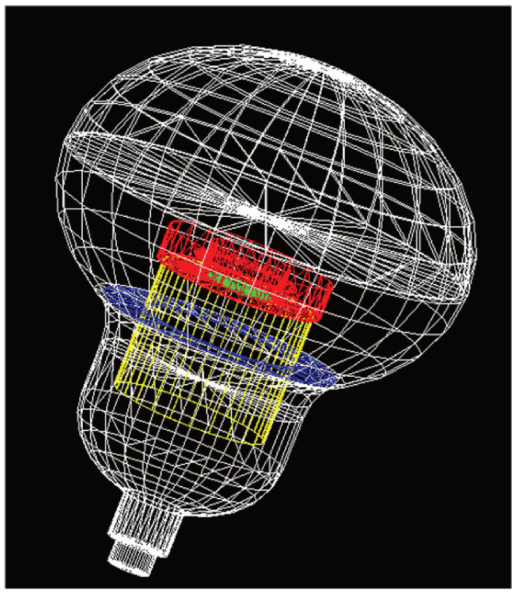

Figure 2.16 – *Modèle géométrique de PMT réalisé sous Geant4 utilisé par Wang et al., figure extraite de [238] - licence CC BY : https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/*

présentés ont pour vocation d'évaluer l'impact des paramètres sur les performances en gain ou temps de transit pour la spectrométrie et n'ont donc pas besoin de disposer d'une évolution temporelle. D'autres solutions décrivant les impulsions mettent en jeu des logiciels à l'état de l'art pour la simulation de phénomènes physiques tels que MATLAB [240] ou COMSOL [241] qui sont cependant des logiciels à licence payante, non libres, ne permettant donc pas de connaître les choix réalisés pour la définition du modèle.

2.6.2 Modèle de simulation SiPM

Cette section présente les différents modèles de simulation pour SiPM présents dans la littérature. Tout comme pour les PMT, un modèle SiPM permettrait d'être indépendant de l'électronique de traitement. Les modèles légitimeraient alors la comparaison de leurs capacités intrinsèques et ensuite l'évaluation de l'impact de l'électronique sur la mesure.

De la même façon que pour les PMT, un modèle de simulation permettant d'évaluer le gain des photomultiplicateurs uniquement peut suffire à certains cas d'applications. Pour cela, des modèles faisant intervenir la physique des semi-conducteurs peuvent être employés [242-245]. Il s'agit de modèles analytiques avec des applications orientées vers la science des matériaux. Les objectifs de ces études sortent du cadre de cet état de l'art car ils cherchent plutôt à observer l'impact de la géométrie et de la composition des semi-conducteurs sur le gain et le bruit principalement. Les logiciels de conception assistée par ordinateur (CAO) pour l'électronique permettent aussi d'observer les champs électriques dans le semi-conducteur, la figure 2.17 illustre la distribution des champs dans une micro-cellule (enrichie de type p).

Les SiPM étant une technologie s'appuyant sur les photodiodes, plus anciennes, des modèles SPICE faisant intervenir des schémas équivalents existent. Le modèle de Corsi et al. [246] fournit un schéma électrique équivalent pour simuler une photodiode active, le reste de la matrice

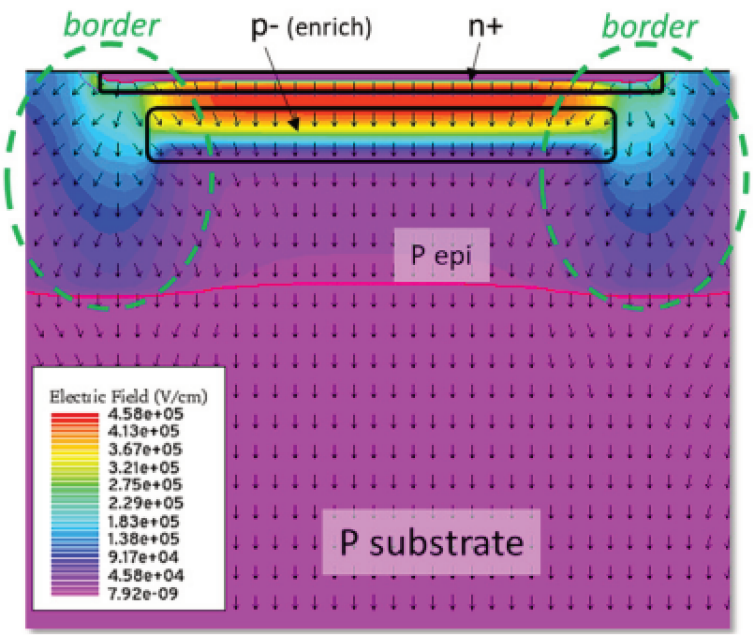

Figure 2.17 – *Champs électriques dans une cellule de SiPM à enrichissement de type p, figure extraite de [44] - licence CC BY : https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/.*

restant passif. La figure 2.18 présente le modèle du SiPM, d'où proviennent les notations utilisées dans le chapitre d'introduction : R_Q $[\Omega]$ et C_Q $[F]$ représentent la résistance d'extinction et sa capacité parasite, C_D $[F]$ la capacité équivalente de la photodiode, Cg $[F]$ la capacité parasite du boîtier, R_s $[\Omega]$ l'impédance de lecture, I_{av} $[A]$ le courant simulant l'avalanche, V_{bias} $[V]$ la tension de polarisation, et V_{out} $[V]$ la tension de sortie. Bien que ce modèle ait subi des modifications avec des améliorations successives, particulièrement pour modéliser le déclenchement de l'avalanche, ce modèle reste une base pour les travaux ayant suivi sa publication.

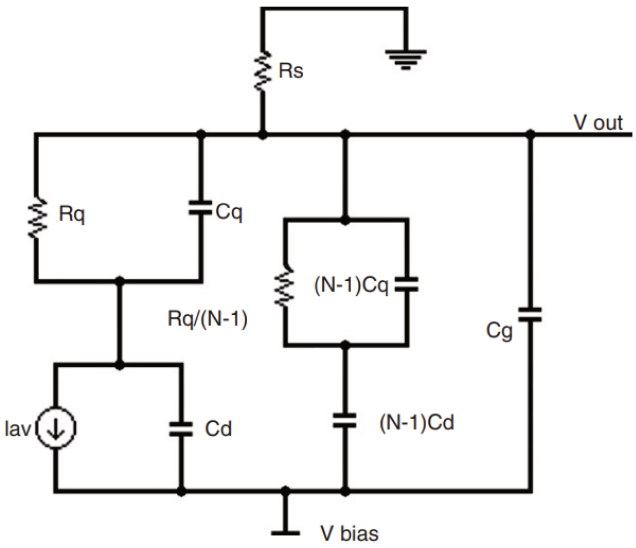

Figure 2.18 – *Modèle électrique équivalent de SiPM de Corsi et al., figure extraite de [246] - reproduite avec l'autorisation d'Elsevier : https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.219.*

Les paramètres des composants n'étant pas fournis par les constructeurs, l'étude [246] propose une méthode d'extraction de ces paramètres. La résistance d'extinction est déduite de la caractéristique courant-tension du SiPM en polarisation directe. La tension d'avalanche est déduite de l'utilisation d'un traceur de courbes pour semi-conducteurs. La conductance et capacité globales sont évaluées par une polarisation à la tension d'avalanche et l'utilisation d'une fréquence connue. Enfin, en plus des mesures précédentes, la charge générée par des impulsions thermiques permet de déduire C_Q et C_D.

Par la suite, Licciulli et al. [247] ont proposé une méthode détaillée de l'extraction de ces paramètres. La capacité parasite C_G étant faible par rapport à C_D, elle permet une première approximation. En posant $\tau_r = R_Q.(C_D + C_Q)$, le temps de recharge d'une cellule $[s]$, si la pulsation ω $[s^{-1}]$ utilisée pour la mesure est telle que $\omega^2\tau_r^2 \ll 1$, elle permet une seconde approximation. Ces conditions permettent d'approcher la partie réelle de l'impédance série Z $[\Omega]$ du SiPM avec la fonction suivante :

$$Re(Z) = A_1 + \frac{B_1}{\omega^2.C_1 + D_1}, \tag{2.11}$$
$$A_1 = R_B, \tag{2.12}$$
$$B_1 = N.R_Q.C_D^2, \tag{2.13}$$
$$C_1 = R_Q^2[N.C_D.C_Q + C_G(C_D + C_Q)]^2, \tag{2.14}$$
$$D_1 = (C_G + N.C_D)^2, \tag{2.15}$$

qui devient alors

$$Re(Z) \approx R_B + \frac{R_Q}{N}\left(\frac{C_D}{C_D + \frac{C_Q}{N}}\right)^2. \tag{2.16}$$

R_B $[\Omega]$ est un ajout par rapport au modèle de Corsi et al., il représente une résistance ajoutée en série sur la cathode de façon à représenter la résistance du substrat.

La partie imaginaire de l'admitance parallèle Y $[\Omega^{-1}]$ s'approche avec la fonction suivante :

$$Im(Y) = \frac{\omega^3.A_2 + \omega.B_2}{(1 - \omega^2.C_2)^2 + \omega^2.D_2^2}, \tag{2.17}$$
$$A_2 = R_Q^2[N.C_D.C_Q + C_G(C_D + C_Q)](C_D + C_Q), \tag{2.18}$$
$$B_2 = C_G + N.C_D, \tag{2.19}$$
$$C_2 = R_Q.R_B[N.C_D.C_Q + C_G(C_D + C_Q)], \tag{2.20}$$
$$D_2 = R_Q.(C_D + C_Q) + R_B(C_G + N.C_D), \tag{2.21}$$

qui devient alors

$$Im(Y) \approx \omega(C_G + N.C_D). \tag{2.22}$$

Les mêmes méthodes d'extraction que celles utilisées par Corsi et al. [246] permettent de résoudre le système d'équations. Licciulli et al. [247] obtiennent ainsi les paramètres suivants pour un SiPM S10931-050P d'Hamamatsu :

- $V_{BD} = 70,47\ V$
- $R_Q = 71,2\ k\Omega$
- $R_B = 22,9\ \Omega$
- $C_D = 74\ fF$
- $C_Q = 30\ fF$
- $C_G = 40,8\ pF$

La source idéale de courant génère un courant $I(t) = Q.\delta(t)$ où Q est la charge mesurée $[C]$, mentionnée précédemment et $\delta(t)$ une distribution de Dirac. D'autres types de déclenchement mettent en jeu uniquement la source de tension de la polarisation et modélisent la charge générée par un interrupteur ouvert pour une cellule passive ou fermé pour simuler l'impact d'un photon [248, 249]. Une fois l'interrupteur fermé, le courant le traverse et décharge les condensateurs, une fois que le courant passe sous une valeur seuil correspondant à l'auto-entretien de l'avalanche, l'interrupteur s'ouvre. La valeur considérée dans la littérature est de 100 μA, bien que cette valeur soit influencée par le temps caractéristique dû à la résistance d'extinction ($R_Q C_D$), qui est un paramètre technologique. La figure 2.19 présente le modèle électrique équivalent faisant intervenir cet interrupteur pour simuler l'avalanche.

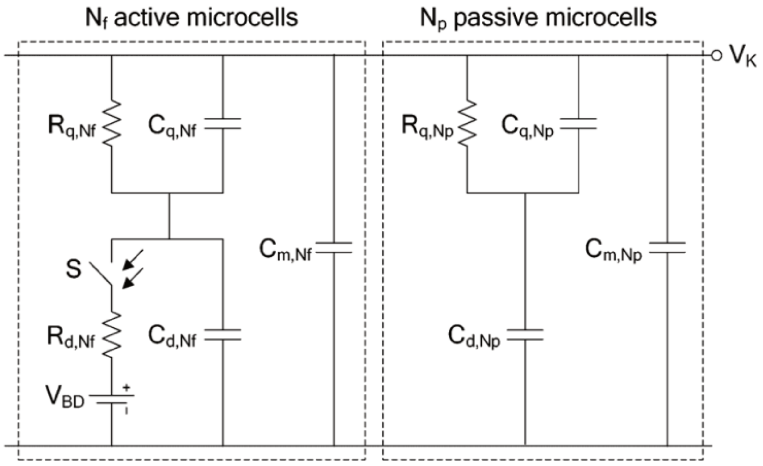

Figure 2.19 – *Modèle électrique équivalent de SiPM de Marano et al., figure extraite de [249] - © 2014 IEEE.*

Scheuch et al. [250] déterminent les paramètres équivalents d'un SiPM Hamamatsu S10362-33-050C en appliquant dans un premier temps une tension continue de 2 V en polarisation directe ainsi qu'une fréquence de 20 Hz. Cette méthode permet de retirer la contribution des condensateurs de l'impédance et ainsi d'obtenir la résistance d'extinction des SPAD : R_Q. Dans un second temps, la mesure de l'impédance en fonction de la fréquence leur permet d'utiliser ces résultats expérimentaux pour adapter les paramètres de la fonction de transfert :

$$|Z(\omega)| = \left| i\omega.L_{\mathrm{B}} + R_{\mathrm{B}} + \left(i\omega.C_{\mathrm{G}} + n\left(\frac{1}{i\omega.C_{\mathrm{D}}} + \frac{1}{R_{\mathrm{Q}}^{-1} + i\omega.C_{\mathrm{Q}}} \right)^{-1} \right)^{-1} \right|, \tag{2.23}$$

avec R_B une résistance [Ω] et L_B une inductance [H], ajoutées en série de la cathode pour la modélisation aux hautes fréquences.

Les modèles SPICE permettent aux électroniciens de concevoir l'électronique d'acquisition directement en aval du modèle SiPM ainsi créé. La simulation SPICE, par le calcul des points de fonctionnement, permet de rendre compte de systèmes non linéaires comme c'est le cas avec des SiPM dont la caractéristique courant-tension est la même que celle d'une diode, bien qu'ils soient conçus pour fonctionner en mode avalanche. Les simulations SPICE permettent ainsi de prendre en compte l'impédance de sortie du SiPM, l'impédance d'entrée de l'étage suivant ainsi que les lignes de transmission.

Pour rendre compte des différentes sources de bruit (impulsions thermiques et secondaires, diaphonie), les modèles de simulation Python sont plus flexibles et facilitent la représentation de ces phénomènes physiques. De plus, ils sont plus adaptés à prendre en compte des flux lumineux variant au cours du temps. La littérature propose ainsi des scripts Python, utilisables en discrimination de particules ou pour tout autre application où l'information temporelle compte.

Mcgee [251] propose un modèle Monte-Carlo en Python pour représenter les interactions entre les photons et le SiPM, ici un J-60035 de SensL. L'impulsion de courant modélisée est ensuite ajoutée dans la simulation SPICE par le biais d'un fichier PWL, qui permet de décrire un générateur de courant arbitraire. Plusieurs écarts apparaissent par rapport à l'expérience que l'auteur attribue à la représentation du scintillateur, ici un CsI(Tl), ainsi qu'à l'absence de bruit ajouté à la simulation. Bien que le modèle électrique équivalent du constructeur soit utilisé, un accord de non-divulgation a été signé avec SensL pour leur étude concernant les valeurs constructeur des paramètres mentionnés dans les paragraphes précédents (V_{BD}, R_Q, R_B, C_D, C_Q et C_G).

Certains modèles Python permettent de générer directement les impulsions en sortie du SiPM. SimSiPM est une bibliothèque *open source* en C++ utilisable en Python et en C++ [252]. Elle permet de simuler la réponse des SiPM en prenant en compte les effets des différents bruits et de temps morts des photodiodes. Leurs effets peuvent être décrits précisément avec le temps de recharge des photodiodes, la fréquence des détections thermiques, la propabilité de diaphonie, d'impulsion secondaire ainsi que leur temps caractéristique associé ou encore l'efficacité de photodétection. Cependant, le temps de décroissance des impulsions de microcellules n'est décrit que par un paramètre exponentielle tandis que celles-ci en comportent deux. La bibliothèque permet aussi de réaliser des mesures sur les impulsions qu'elle génère comme l'intégrale, l'amplitude, un ToA ou un ToT. Enfin, les impacts des photons peuvent être décrits selon trois distributions : uniforme, circulaire ou gaussienne. Cet aspect ne permet donc pas de fournir une carte des interactions pouvant par exemple provenir d'une simulation Monte-Carlo du scintillateur. Contrairement à une simulation SPICE, l'impédance d'entrée de l'étage suivant dans la chaîne d'acquisition n'est ici non plus pas pris en compte.

Peña-Rodriguez et al. [253] reprennent le même principe de simulation avec le développement d'une bibliothèque en Python pour la simulation de matrices SiPM. Leurs travaux s'orientent vers les télescopes Cherenkov ou la TEP pour lesquels l'utilisation de matrices est la norme. Leurs travaux étendent les possibilités de simulation avec un travail possible sur la matrice

entière, qui peut être définie arbitrairement avec un nombre de lignes et de colonnes. Cependant, la validation expérimentale des impulsions en temporelle n'est pas mentionnée. Dans le code, n'apparaît pas non plus la possibilité de fournir une carte des interactions photoniques. Ce travail s'oriente plutôt vers la caractérisation en bruit des SiPM avec le tracé des amplitudes dues au bruit ou encore le taux de détections thermiques en fonction du seuil.

Une interface avec la simulation du scintillateur permet de modéliser l'ensemble du capteur. Le paquet G4SiPM [254] pour Geant4, un outil de simulation Monte-Carlo, permet de rendre compte des deux contributions en les interfaçant. G4SiPM rend compte de la dérive en température de la tension d'avalanche, de tous les paramètres de la PDE (facteur géométrique, rendement quantique et probabilité d'avalanche) mais aussi des phénomènes de bruit : les impulsions thermiques et secondaires ainsi que la diaphonie.

Les simulations SiPM de la littérature ne sont pas dédiées à des problématiques de discrimination de particules. Elles ne permettent pas une mise à l'échelle pour un grand nombre de photons avec des temps d'impact s'étalant dans le temps. Pour le développement d'une électronique d'acquisition, les modèles SPICE de SiPM permettent de s'interfacer directement à l'électronique testée en simulation. Pour modéliser les phénomènes de bruit, les simulations Python et Geant4 semblent plus adaptées, avec des scripts pour la modélisation des détections thermiques, des impulsions secondaires et de la diaphonie. Enfin, la prise en compte de la position des photons de scintillation lors de leur interaction est généralement laissée de côté, les études portant plutôt sur le bruit ou sur des réponses à l'échelle du SiPM entier pour la mesure de l'énergie par exemple. Les développements de la thèse vont ainsi tirer parti de simulations Geant4 pour modéliser les phénomènes physiques dans le scintillateur ; de simulations physiques pour les phénomènes de bruit dans le SiPM ; et de simulations SPICE pour les comportements non linéaires du SiPM et la facilité d'interface avec des modèles de simulation pour l'électronique d'acquisition. Ces développements sont présentés dans le chapitre suivant.

Résumé du chapitre 2 : électronique pour l'instrumentation des SiPM, un état de l'art

Ce chapitre présente un état de l'art des systèmes d'acquisition électroniques mis en place pour l'instrumentation des SiPM dans le cadre de la mesure de rayonnements ionisants par scintillation. Le chapitre expose aussi un état de l'art des modèles de simulation PMT et SiPM qui permettent par la suite de développer une électronique adaptée à ces capteurs.

- Un système pour la scintillation avec des SiPM comporte classiquement une alimentation pour la polarisation du SiPM, un scintillateur, un SiPM, une conversion analogique-numérique et un traitement. Un filtrage et une amplification des impulsions sont possibles avant la numérisation pour adapter ou mettre en forme le signal.
- Le multiplexage pour les matrices SiPM est une technique pour la réduction du nombre de voies de lecture. Les méthodes les plus courantes mettent en jeu un réseau de résistances au cœur de la matrice de façon à reconstruire la localisation du SiPM avec lequel le rayonnement incident a interagi.
- Plusieurs ASIC existent pour le traitement des impulsions de SiPM, leurs principales applications sont les grandes expériences et le domaine médical. Bien qu'optimisés, ces circuits nécessitent un temps de développement et un coût financier importants et ne sont pas modifiables. Enfin, aucun ASIC ne permet aujourd'hui de réaliser toutes les mesures de l'instrumentation nucléaire.
- La discrimination de particules pour l'instrumentation nucléaire peut se réaliser de plusieurs manières, dans les systèmes embarqués portables actuels, la méthode de la comparaison de charges est la plus commune et une référence en terme de performances.
- Dans la littérature, la discrimination de particules avec des SiPM en scintillation plastique offre des performances variables, impliquant de nombreux paramètres tels que le modèle et les dimensions du SiPM, son interface avec le scintillateur ainsi que l'électronique d'acquisition utilisée.
- Pour permettre le développement de systèmes d'instrumentation, des modèles de simulation pour PMT et SiPM existent dans la littérature. Cependant, des simulations temporelles fidèles à la réalité dépendent du modèle utilisé et ne permettent pas toujours d'obtenir des impulsions pour des applications de discrimination de particules. Enfin, les outils logiciels ne sont pas toujours libres.

Le chapitre suivant décrit les travaux réalisés durant la thèse pour obtenir des modèles de simulation SiPM et PMT avec l'objectif de comparer leurs capacités respectives intrinsèques, c'est-à-dire sans l'influence de l'électronique de traitement.

Summary of chapter 2 : a state of the art on electronics for SiPM instrumentation

This chapter outlines a state of the art on electronic acquisition systems implemented for SiPM instrumentation as part of scintillation for ionising radiation measurements. The chapter also presents state-of-the-art PMT and SiPM simulation models, which help design electronics, especially for these detectors.

- A scintillation system with SiPM usually involves a power supply for SiPM bias, a scintillator coupled to a SiPM, an analogue-to-digital conversion and processing. To adapt or shape the signal, pulse filtering and amplification may be conducted before digitisation.
- Multiplexing for SiPM matrices is a technique for reducing the number of readout channels. Standard methods involve a resistor array integrated into the matrix in order to reconstruct the position of the SiPM with which the incident radiation has interacted.
- Several ASICs exist for SiPM pulse processing. Their primary use lies in large-scale experiments and the medical field. Even if fully optimised, these circuits require a significant development lead time, financial cost, and cannot be modified. Finally, no ASIC currently supports all nuclear instrumentation measurements.
- Particle discrimination for nuclear instrumentation can be carried out in various ways. For current portable embedded systems, the charge comparison method (CCM) is the best recognized and a standard in performance.
- State-of-the-art particle discrimination with SiPM for plastic scintillation performs differently depending on parameters like the SiPM reference and size, the scintillator interface and the processing electronics.
- PMT and SiPM simulation models exist in the literature to help design instrumentation systems. However, realistic time simulations depend on the model used and do not always provide pulses for particle discrimination applications. Finally, software tools are not always free.

The following chapter describes the work carried out during the thesis to get specific SiPM and PMT models. The objective is to compare their respective intrinsic capabilities, i.e., without the influence of processing electronics.

Chapitre 3

Simulation des photo-détecteurs pour la discrimination de particules

Sommaire

3.1 Un modèle de simulation physique pour PMT 88
3.1.1 Modélisation par un temps de parcours global 89
3.1.2 Modélisation de la photocathode 90
3.1.3 Modélisation de la génération des électrons secondaires sur les dynodes 92
3.1.4 Ajout d'une modélisation du temps de vol inter-dynode 93
3.1.5 Modélisation réaliste du champ électrique 98
3.2 Génération de modèles de simulation SPICE de SiPM 101
3.2.1 Modèle SPICE de la micro-cellule 101
3.2.2 Extension du modèle de la micro-cellule pour des déclenchements non simultanés 103
3.3 Récupération de données d'entrée : modéliser les photons de scintillation 104
3.3.1 Utilisation des données constructeur 104
3.3.2 Caractérisation d'un scintillateur EJ-276D 107
3.3.3 Modèle de simulation du scintillateur : géométrie et interfaces 116

Pour discriminer les rayonnements ionisants à l'aide de scintillateurs plastiques, la littérature présente des systèmes s'appuyant sur des PMT ou des SiPM. Les meilleurs résultats obtenus pour la résolution énergétique en spectrométrie et pour la discrimination de particules le sont grâce à des PMT. Cependant, aucune étude ne quantifie l'amélioration apportée par l'utilisation de PMT par rapport aux SiPM quant à leurs performances de discrimination. En effet, il n'est pas possible de conclure sur une supériorité technologique du PMT car les architectures électroniques ne sont pas remises en cause lors de la comparaison. Cette étude n'est ainsi possible qu'en considérant un photodétecteur agnostique de l'électronique de mesure.

Dans ce chapitre, l'objectif est de comparer les performances de discrimination de particules intrinsèques des photodétecteurs utilisés pour la scintillation plastique, PMT et SiPM. Pour

cela, un modèle de simulation physique de PMT a été développé. Les différents développements pour la simulation PMT sont ainsi exposés en section 3.1. Pour réaliser la comparaison, nous avons étendu le modèle électrique équivalent de SiPM de la littérature en SPICE grâce à un développement Python. La section 3.2 développe cet aspect des travaux. Les modèles de simulation pour photodétecteurs nécessitent de prendre en compte des photons de scintillation en entrée. Pour obtenir ces données d'entrée, c'est-à-dire la forme des impulsions lumineuses en fonction du temps en provenance du scintillateur, la fonction de transfert d'un ensemble scintillaur et PMT est mesurée expérimentalement. Avec l'ajout de codes Geant4 pour la simulation photonique dans le scintillateur, ce travail permet de fournir un modèle de génération des photons de scintillation, ces aspects sont exposés en section 3.3. A terme, l'ensemble de ces développements a pour vocation de déterminer les capacités théoriques de discrimination de particules d'un ensemble scintillateur et photomultiplicateur.

3.1 Un modèle de simulation physique pour PMT

Dans cette partie du travail, nous avons développé un modèle de simulation de PMT en C. La démarche menée peut s'adapter à n'importe quelle référence de PMT ; pour cette étude, nous avons travaillé sur le PMT utilisé au laboratoire pour les caractérisations de scintillateur, un H11284-MOD d'Hamamatsu. Il s'agit d'une référence d'assemblage comportant un PMT R7724-100 [255]. Dans la littérature, des travaux de simulation similaires existent mais les paramètres sont extraits de l'expérience et notre application à la discrimination de particules n'existe pas. Les cas considérés sont majoritairement des mesures de spectrométrie ou la modélisation du gain seul est suffisante. Dans cette étude, l'information temporelle doit être conservée, un modèle qui rend compte le plus fidèlement possible de l'aspect temporel est ainsi proposé. De plus, beaucoup de modèles existants utilisent les logiciels propriétaires tels que Matlab [240] ou COMSOL [241], auxquels nous avons préféré Python pour des questions d'accessibilité en privilégiant des outils libres, permettant de connaître les méthodes utilisées en arrière-plan tout en pouvant les modifier si besoin. Les différentes hypothèses considérées et les choix sont présentés ainsi que les développements qui en découlent.

Les études sur les PMT permettent de les caractériser entièrement mais ces approches les considèrent d'un point de vue du système global. Les paramètres technologiques permettant de décrire le fonctionnement interne sont peu nombreux, se focalisant principalement sur les aspects matériaux qui conditionnent les gains. Pour cette étude, nous avons besoin de connaître la réponse temporelle du tube. La sous-section 3.1.1 décrit un modèle prenant en compte une fonction globale. Les sous-sections suivantes se focalisent sur une description plus précises des évènements internes avec la photocathode en sous-section 3.1.2, la génération des électrons secondaires en sous-section 3.1.3 et la description du temps de vol en sous-section 3.1.4. Enfin, la sous-section 3.1.5 propose une perspective de modélisation de chaque structure interne avec une cartographie des champs électriques à l'intérieur du PMT.

Le fonctonnement du PMT a été décrit en détails en section 2.6.1. La structure schématique est illustrée à nouveau par la figure 3.1 et permettra de s'y référer pour la lecture de cette section.

La simulation considère en données d'entrée une liste des photons impactant le détecteur avec comme information principale le temps d'impact sur la photocathode (des améliorations pren-

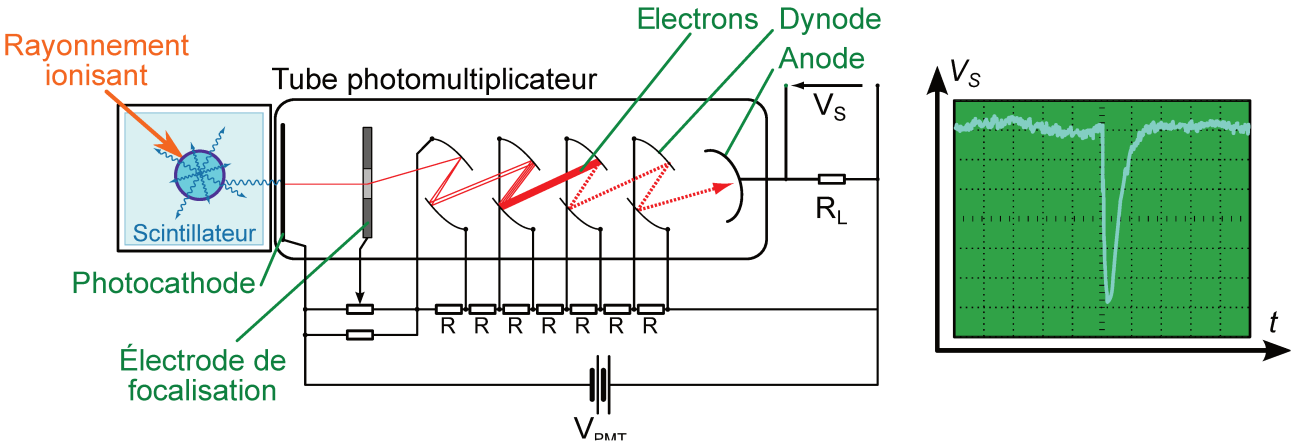

Figure 3.1 – *Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur, du rayonnement ionisant à l'impulsion électrique.*

dront ensuite en compte la longueur d'onde ou la position de l'impact sur la fenêtre photosensible par exemple). La sortie attendue est un signal électrique, correspondant à l'impulsion qui peut être lue sur l'anode du PMT. Pour cette section, toutes les simulations sont réalisées avec un seul photon en entrée, générant un électron sur la photocathode à $t = 0$. Dans la suite du chapitre, l'ensemble des photons générés par le scintillateur et entrant en contact avec la fenêtre de détection seront considérés.

3.1.1 Modélisation par un temps de parcours global

Dans ce premier modèle, la principale source de variation temporelle du PMT provient du temps de parcours des électrons dans le PMT ; c'est-à-dire entre la photocathode et la première dynode ainsi qu'entre les différentes dynodes ($\sim 10^{-9}$ s). Le modèle vient ici prendre en compte la vitesse initiale variable des électrons lorsqu'ils passent la barrière de potentiel pour être libérés dans le vide. Certains électrons peuvent conserver une énergie suffisante pour être éjectés hors du système de dynodes et sont alors perdus.

La fiche technique du PMT Hamamatsu R7724 [255] donne les temps de réponse de l'ensemble du PMT. Le temps de montée de l'impulsion est de $2,1$ ns, le temps de parcours moyen est de 29 ns et sa variation de $1,2$ ns (définie par Hamamatsu comme la FWHM [256]) soit un écart-type de $0,51$ ns.

Le premier modèle consiste ainsi à réaliser des tirages aléatoires selon la distribution formée par le temps de parcours des électrons dans le PMT. Pour une tension de polarisation connue, le gain est donné par la fiche technique. Par exemple, à 1300 V, le gain est de 6.10^5 électrons/photoélectron. En réalisant ce même nombre de tirages selon une distribution gaussienne de moyenne égale à 29 ns et d'écart-type égal à $0,51$ ns, il est possible de proposer un premier modèle de simulation pour ce PMT. Un exemple de simulation des charges collectées sur l'anode en suivant ce procédé est illustré par la figure 3.2. Pour obtenir ce résultat, un code C réalise des tirages aléatoires selon une distribution uniforme et la méthode de Box-Muller [257] est appliquée pour obtenir une distribution normale standard. La moyenne et l'écart-type sont ensuite appliqués. Le serveur d'exécution comporte deux processeurs Intel Xeon Gold 5218 et

128 *Go* de mémoire vive. Ces détails sont donnés à titre indicatif car le temps d'exécution servira uniquement à la comparaison avec les autres simulations. Pour réaliser 10^6 tirages, l'exécution de ce premier modèle prend $0,50$ s après une compilation avec `gcc` (entre $0,495$ et $0,511$ s selon le paramètre d'optimisation).

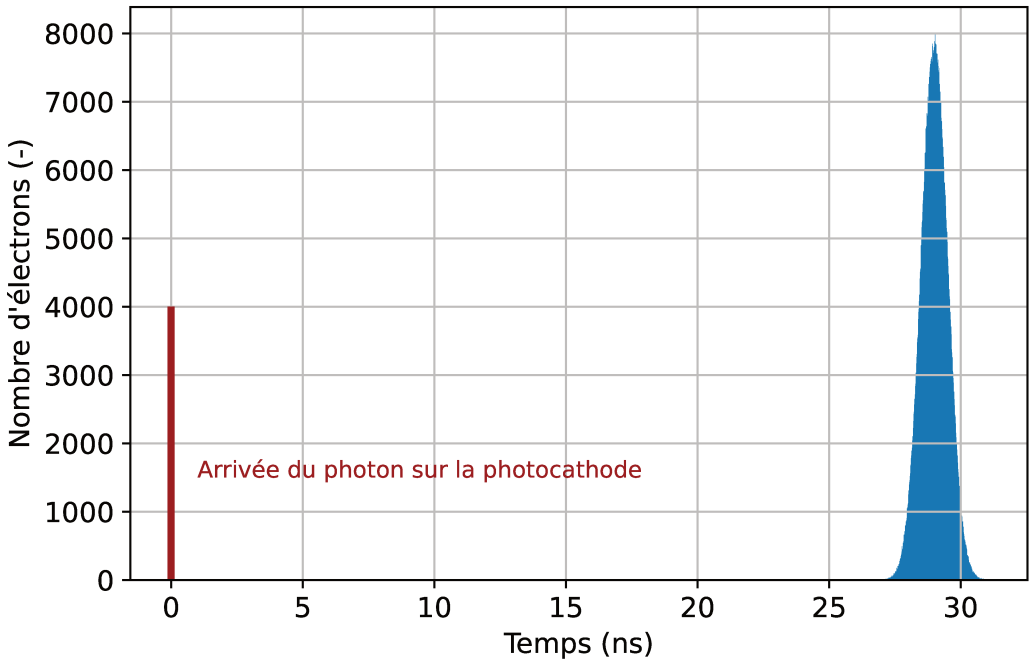

Figure 3.2 – *Nombre de charges élémentaires générées en sortie du PMT en fonction du temps avec un modèle gaussien pour modéliser l'ensemble du PMT,* 10^6 *tirages ont été réalisés selon une distribution normale* $\mathcal{N}(29,\ 0,51^2)$*, la résolution de l'histogramme est de* 10 *ps.*

Ce modèle gaussien de la répartition des charges en sortie de PMT est le seul que décrit la fiche technique du R7724-100 puisqu'elle ne fournit pas de constante de temps pour la décroissance de l'impulsion électrique. Cependant, Hamamatsu décrit les impulsions typiques dans son *handbook* sur les PMT [256] comme asymétriques, c'est-à-dire avec un temps de montée plus court que le retour à zéro. La prise en compte de cette variation peut permettre de développer un modèle de PMT plus réaliste. Les prochains paragraphes décrivent des méthodes de modélisation complémentaires permettant d'expliquer l'asymétrie des impulsions.

3.1.2 Modélisation de la photocathode

Le point d'entrée des photons dans un PMT est la photocathode, principalement définie par son matériau et son épaisseur. Le PMT R7724-100 possède une photocathode bialkali (deux métaux alcalins) dont le rendement quantique se trouve entre 21 et 27 % à la longueur d'onde optimale selon Knoll [17], la fiche technique du PMT indique en effet une efficacité quantique maximum de 26 % [255]. Hamamatsu précise dans son livre de référence sur les PMT [256] que les photocathodes bialkali se composent de Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs ou Sb-Na-K. Suite à une demande pour y apporter plus de précisions, l'entreprise a considéré cette information confidentielle. La photocathode est protégée par un verre borosilicate, bien que la fenêtre n'entre

pas dans le modèle de simulation. Hamamatsu annonce dans la fiche technique du PMT [255] une longueur d'onde optimale de 420 nm (maximisant le rendement quantique), le détail de la composition n'étant pas annoncé, ce décalage peut être dû à des variations dans les procédés de fabrication ou dans les matériaux par rapport à ce qu'il est possible de trouver dans la littérature [17]. Enfin, la zone photosensible du PMT se constitue d'une fenêtre de 46 mm de diamètre.

La limitation du rendement quantique provient du matériau semi-transparent utilisé ainsi que de la nécessité des électrons de s'échapper du matériau comme exposé au chapitre 1, en section 1.5.1. L'échappement des électrons de la photocathode n'est décrit dans la littérature que par des limites supérieures de l'ordre de 10^{-12} s avec des valeurs de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-14} s par une approche mécanique [258].

Le rendement quantique donne la probabilité qu'un photoélectron soit généré suite à l'impact d'un photon sur la photocathode. Ce rendement dépend de l'énergie du photon incident et est donné par le constructeur sous la forme d'une courbe en fonction de la longueur d'onde du photon. Cette courbe, fournie par la documentation d'Hamamatsu [255] nous permet, en simulation, de générer un électron selon l'énergie incidente avec un tirage aléatoire.

Pour modéliser la photocathode, le choix a été fait de générer un photoélectron à la sortie de la photocathode avec une probabilité de 26 % dans le premier modèle puis avec une probabilté dépendante de l'énergie du photon incident dans les modèles suivants. Pour l'aspect temporel, suite à l'impact du photon, nous avons généré le photoélectron après un temps t_k, qui suit une loi exponentielle de paramètre $\lambda = 5.10^{11}$ (espérance de 2.10^{-12}), la densité de probabilité correspondante est tracée en figure 3.3. La méthode est résumée par la figure 3.4.

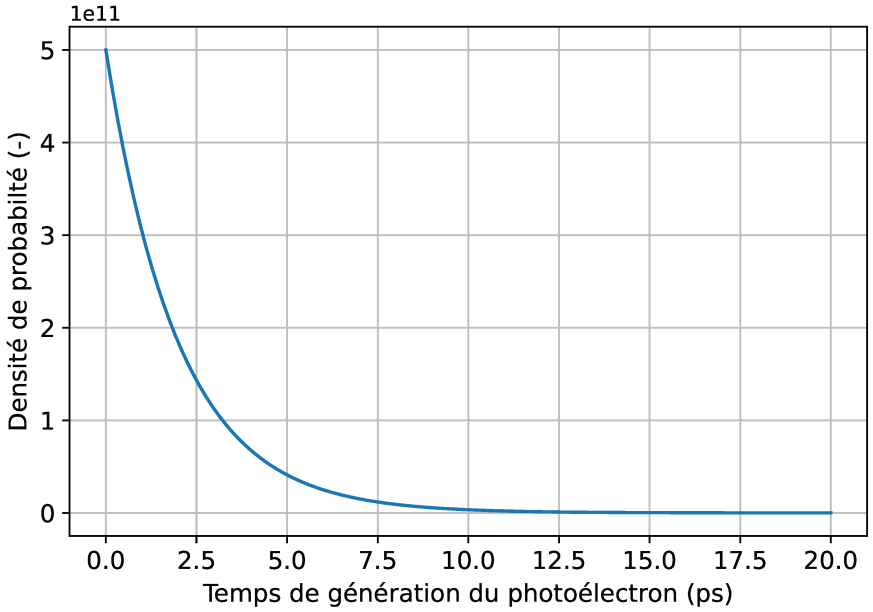

Figure 3.3 – *Densité de probabilté utilisée pour le temps de génération du photoélectron suite à l'impact d'un photon sur la photocathode ($\lambda = 5.10^{11}$).*

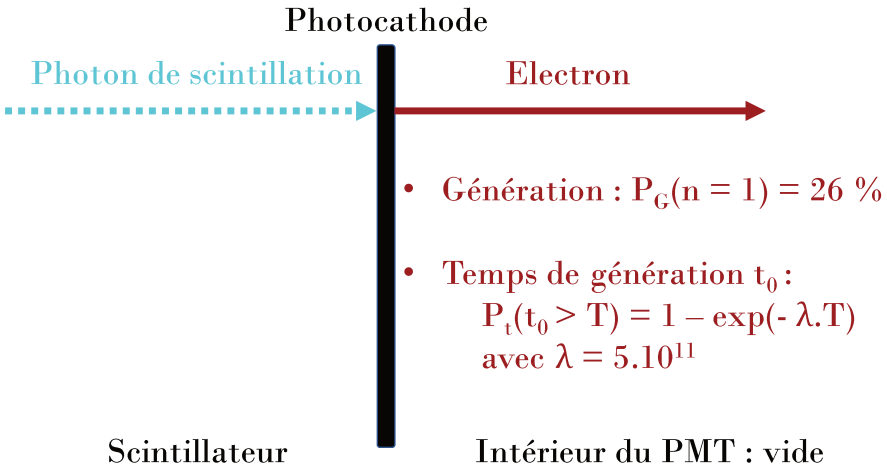

Figure 3.4 – *Représentation schématique de la modélisation de la photocathode lors de l'arrivée d'un photon de scintillation.*

Les modèles de simulation pour la photocathode font l'objet de travaux spécifiques au laboratoire et cette première approche fournit déjà les fondations d'un modèle de génération d'électrons sur la photocathode. De plus, la contribution de la photocathode est négligeable par rapport aux temps de génération des électrons secondaires et aux temps de vol inter-dynode, exposés dans les sous-sections suivantes.

3.1.3 Modélisation de la génération des électrons secondaires sur les dynodes

Le gain est le premier paramètre d'un PMT à considérer qui est influencé par l'éclatement du modèle en plusieurs dynodes. Chaque dynode multiplie les électrons selon leur énergie initiale mais aussi leur angle d'incidence [17, 259-262]. Il existe ainsi une énergie optimale de l'électron pour maximiser le nombre d'électrons secondaires qu'il génère. Avec une faible énergie, l'électron génère peu d'ionisations. Plus son énergie est importante, plus l'électron pénètre loin dans la matière et le nombre d'ionisations augmente mais les électrons ont alors plus de distance à parcourir pour s'échapper dans le vide. Avec cette énergie optimale, deux autres énergies importent pour l'émission des électrons secondaires, les seuils inférieur et supérieur au-delà desquels le facteur de mutliplication est inférieur à 1, le PMT ne remplit alors plus son rôle. Ces énergies définissent les limites des tensions de fonctionnement du PMT ainsi que le dimensionnement du pont diviseur de tension. Dans la littérature, des facteurs de multiplication ont été déterminés en fonction du matériau de la dynode [260, 263]. Le phénomène de multiplication des électrons contribue ainsi à l'asymétrie des impulsions en raison du temps de génération des électrons secondaires sur les dynodes. Le R7724 possède 10 dynodes en plus de la photocathode et de l'anode de collecte des électrons. Les électrons parcourent ainsi 11 fois le vide et subissent 10 phases de multiplication. Pour la référence du PMT utilisé dans cette étude cependant, Hamamatsu a refusé de communiquer la nature des matériaux utilisés pour leurs dynodes.

Le gain par dynode n'est pas tant important pour recalculer le gain global mais il impacte

l'écart-type de la distribution du nombre d'électrons. Une valeur cohérente pour modéliser le nombre d'émissions d'électrons secondaires par dynode δ peut alors se calculer comme :

$$\delta^{10} = G \tag{3.1}$$

$$\delta = exp\left(\frac{ln(3,3.10^6)}{10}\right) \tag{3.2}$$

$$\delta = 5,6 \tag{3.3}$$

car le gain typique du PMT, G, est de $3,3.10^6$ pour 10 dynodes de multiplication [255]. Si le matériau apparaît dans la table de Tao et al. [263], il pourrait s'agir de fluorure de lithium (LiF, $\delta = 5,6$), de fluorure de sodium (NaF, $\delta = 5,7$), de chlorure de rubidium (RbCl, $\delta = 5,8$) ou d'iodure de potassium (KI, $\delta = 5,5$) en considérant les coefficients les plus proches. Pour les modèles de simulation présentés, le choix a été fait de décrire le nombre d'électrons secondaires produits par une loi de Poisson, en utilisant le paramètre $\delta = 5$, de façon à modéliser un gain total environ égal à 10^6.

Bien que l'énergie des électrons et le nombre d'électrons générés soient décrits dans la littérature, le caractère temporel de ces générations est moins détaillé, décrites comme de durées inférieures ou égales à $0,1$ ns [17, 264]. Le choix a donc été fait de représenter le temps d'éjection de l'électron secondaire suite à l'impact de l'électron primaire par une loi exponentielle de paramètre $\lambda = 10^{10}$ $[s^{-1}]$, soit une espérance de $1/\lambda = 10^{-10}$ s c'est-à-dire $0,10$ ns.

Le temps total T_{sec} $[s]$ pour la génération des électrons secondaires s'exprime alors comme :

$$T_{sec} = \sum_{i=1}^{10} T_{sec,i} \tag{3.4}$$

avec $T_{sec,i}$ le temps de génération des électrons sur la dynode i. Pour tout i, $T_{sec,i}$ suit une loi exponentielle de paramètre λ et les $T_{sec,i}$ sont mutuellement indépendants. T_{sec} suit donc une loi d'Erlang $\Gamma(n = 10, \lambda = 10^{10})$, cas particulier de la loi Gamma car n est entier. L'espérance de la loi est de n/λ soit $1,0$ ns dans ce cas.

Le temps de parcours des électrons dans le PMT s'accompagne aussi (majoritairement) du temps de vol des électrons entre les dynodes. Les prochains paragraphes sont dédiés à son estimation.

3.1.4 Ajout d'une modélisation du temps de vol inter-dynode

Pour modéliser de manière plus réaliste le temps de vol, dans un second temps, celui-ci peut se décrire grâce à la mécanique classique, en considérant la tension ainsi que la distance entre les dynodes. En négligeant le champ propre généré par les électrons, le champ électrique est considéré statique. La force subie par un électron en un point (x, y, z) de l'espace s'exprime comme $\vec{F} = q\vec{E}$ avec q la charge de l'électron et $\vec{E}$ le champ électrique $(E_x(x), E_y(y), E_z(z))$. Un premier cas simple est considéré où les deux dynodes se font face avec un champ électrique uniforme orienté selon l'axe x. La masse de l'électron est notée m_e $[kg]$, e la charge élémentaire $[C]$, v_0 la vitesse initiale de l'électron $[m.s^{-1}]$ et d la distance séparant les dynodes $[m]$. Avec $\vec{p}$

le vecteur quantité de mouvement, la seconde loi de Newton s'exprime comme :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum \vec{F} \tag{3.5}$$

$$m_e.a_x = -e.E_x \tag{3.6}$$

$$\Rightarrow x(t) = -\frac{e.E_x}{m_e}.t^2 + v_{0,x}.t + x_0 \tag{3.7}$$

En résolvant l'équation pour $x = d$, il vient une seule solution positive pour le temps de vol entre deux dynodes :

$$t(x = d) = \frac{m_e}{e.E_x}\left(v_{0,x} - \sqrt{v_{0,x}^2 - 2\frac{e.d.E_x}{m_e}}\right). \tag{3.8}$$

En section 1.5.1, la vitesse d'émission thermique des électrons v_0 $[m.s^{-1}]$ a été exprimée en fonction de la constante de Boltzmann k $(1,380\ 649.10^{-23}\ J.K^{-1})$ et de la température T $[K]$, elle s'exprime comme :

$$v_0(T) = \sqrt{\frac{3k.T}{m_e}} \tag{3.9}$$

$$v_0(T = 300\ K) = 1,17.10^5 m.s^{-1}. \tag{3.10}$$

Le paramètre manquant pour obtenir la valeur de $t(x = d)$ est le champ électrique E_x. En le considérant uniforme et statique, celui-ci s'obtient avec la différence de potentiel entre les dynodes ainsi que la distance qui les sépare. L'assemblage H11284-MOD se compose du PMT R7724-100 dans un assemblage de type E5859-19 [265]. Il décrit le pont de résistances et permet donc de calculer les tensions par dynode, cette information se retrouve aussi dans la fiche technique du PMT [255]. La résistance totale série (entre l'anode et la polarisation négative) est de $3,530\ M\Omega$. La première résistance, entre la polarisation et la photocathode, est de $10\ k\Omega$. Les résistances entre chaque dynode sont ensuite des multiples de $220\ k\Omega$. Les différentes valeurs de résistances permettent de calculer la tension entre chaque couple de dynode par rapport à la tension totale appliquée au PMT. Ces rapports sont présentés dans le tableau 3.1. A titre d'exemple, avec une polarisation de $1600\ V$, la tension de polarisation entre la dynode 1 et 2 est d'environ $100\ V$.

Polarisation à cathode	Cathode à dynode 1	Dynode 1 à 2	Dynode 2 à 3	Dynode 3 à 4	Dynode 4 à 5
0,003	0,249	0,062	0,125	0,062	0,062
Dynode 5 à 6	**Dynode 6 à 7**	**Dynode 7 à 8**	**Dynode 8 à 9**	**Dynode 9 à 10**	**Dynode 10 à anode**
0,062	0,062	0,062	0,062	0,125	0,062

Table 3.1 – *Rapports des tensions entre les éléments internes du PMT R7724 et la tension de polarisation totale.*

Pour obtenir le champ, il manque à présent les distances entre les dynodes. Hamamatsu ayant refusé de fournir les plans techniques du PMT et celui-ci ne pouvant pas être démonté (il

s'agit du PMT utilisé pour les caractérisations au laboratoire), il a été choisi d'en faire une imagerie par rayons X. En effet, l'assemblage H11284-MOD possède des parois métalliques opaques, qui permettent une protection contre les champs magnétiques extérieurs mais qui empêchent l'observation des dynodes par une simple analyse visuelle. Le générateur à rayons X du laboratoire a ainsi été utilisé pour réaliser une image par absorption. Le PMT a été placé pendant 20 minutes entre le générateur X Comet MXR-350/26 [266] réglé à 300 kV et un film radiochromique RTQA2 de Gafchromic [267]. Le film a été placé immédiatement derrière le PMT et le faisceau aussi loin que possible pour obtenir une approximation de source lointaine et ainsi réduire les erreurs de parallaxe et améliorer la netteté. La tension du tube a été choisie de manière à obtenir un compromis entre l'observation des différents éléments et le contraste de l'image. Plus l'énergie des photons est élevée, moins les éléments légers sont apparents aux profits des éléments lourds. De plus, une énergie trop grande engendre la transmission de la plupart des photons et donc une saturation du film. Ce dispositif a permis d'obtenir les images présentées par les figures 3.5 et 3.6. Il est à noter qu'il s'agit d'images analogiques, la résolution obtenue sur le film est excellente et le scanner numérique réalisé pour la présenter ici détériore grandement la qualité de l'image.

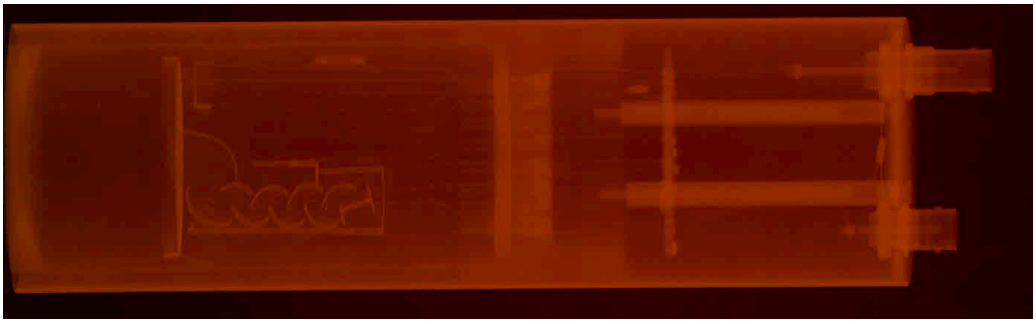

Figure 3.5 – *Film radiochromique obtenu par absorption de rayons X sur le PMT, orientation orthogonale aux dynodes*

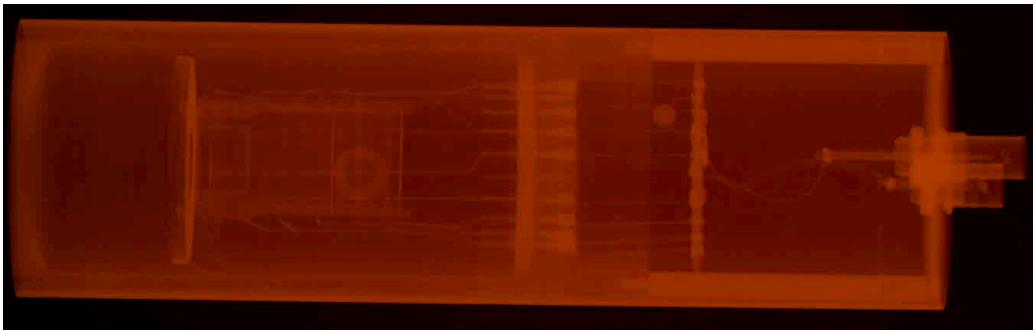

Figure 3.6 – *Film radiochromique obtenu par absorption de rayons X sur le PMT, orientation parallèle aux dynodes*

L'image obtenue grâce au film radiochromique de la figure 3.6 a permis d'obtenir la vue en coupe des dynodes. Celle-ci a permis de mesurer les différentes distances à l'intérieur du PMT. Les dynodes ne sont pas planes, les distances ont donc été mesurées en prenant en compte leur centre. Similairement aux rapports de tensions exprimés précédemment, le tableau 3.2 donne les distances entre les photocathode, dynodes et anode.

Polarisation à cathode	Cathode à dynode 1	Dynode 1 à 2	Dynode 2 à 3	Dynode 3 à 4	Dynode 4 à 5
-	$4,7 \pm 0,2$ *cm*	$1,7 \pm 0,1$ *cm*	$1,1 \pm 0,1$ *cm*	$0,9 \pm 0,1$ *cm*	$0,8 \pm 0,1$ *cm*
Dynode 5 à 6	Dynode 6 à 7	Dynode 7 à 8	Dynode 8 à 9	Dynode 9 à 10	Dynode 10 à anode
$0,9 \pm 0,1$ *cm*	$0,9 \pm 0,1$ *cm*	$0,9 \pm 0,1$ *cm*	$0,9 \pm 0,1$ *cm*	$0,5 \pm 0,1$ *cm*	$0,5 \pm 0,1$ *cm*

Table 3.2 – *Distances entre les éléments internes du PMT R7724, obtenues à partir du film radiochromique.*

En prenant par exemple une tension de polarisation de 1600 V, les valeurs obtenues permettent de dresser le tableau 3.3 où apparaissent les champs calculés entre chaque étape de multiplication.

Polarisation à cathode	Cathode à dynode 1	Dynode 1 à 2	Dynode 2 à 3	Dynode 3 à 4	Dynode 4 à 5
-	$1,1.10^4$ $V.m^{-1}$	$9,0.10^3$ $V.m^{-1}$	$2,9.10^4$ $V.m^{-1}$	$2,5.10^4$ $V.m^{-1}$	$3,3.10^4$ $V.m^{-1}$
Dynode 5 à 6	Dynode 6 à 7	Dynode 7 à 8	Dynode 8 à 9	Dynode 9 à 10	Dynode 10 à anode
$3,3.10^4$ $V.m^{-1}$	$3,3.10^4$ $V.m^{-1}$	$3,3.10^4$ $V.m^{-1}$	$3,3.10^4$ $V.m^{-1}$	$1,0.10^5$ $V.m^{-1}$	$5,0.10^4$ $V.m^{-1}$

Table 3.3 – *Champs calculés entre les éléments internes du PMT R7724 pour une polarisation de* 1600 V*, la distance entre les centres des dynodes est utilisée pour ce tableau.*

A partir de l'équation 3.8 et des valeurs de champs obtenues, il est possible de calculer un temps de vol moyen entre deux éléments du PMT. Ces temps de vol sont donnés par le tableau 3.4.

Polarisation à cathode	Cathode à dynode 1	Dynode 1 à 2	Dynode 2 à 3	Dynode 3 à 4	Dynode 4 à 5
-	$7,87$ *ns*	$5,65$ *ns*	$2,59$ *ns*	$2,99$ *ns*	$2,66$ *ns*
Dynode 5 à 6	Dynode 6 à 7	Dynode 7 à 8	Dynode 8 à 9	Dynode 9 à 10	Dynode 10 à anode
$2,99$ *ns*	$2,99$ *ns*	$2,99$ *ns*	$2,99$ *ns*	$1,18$ *ns*	$1,66$ *ns*

Table 3.4 – *Temps de vol moyens calculés entre les éléments internes du PMT R7724 pour une polarisation de* 1600 V*.*

Pour prendre en compte la localisation de la génération des électrons secondaires sur la dynode et l'angle de la vitesse initiale, le choix a été fait de modéliser la distribution des temps de vol par une gaussienne. La moyenne μ_j de chaque distribution est la valeur obtenue dans le tableau 3.4 (pour une tension de polarisation donnée). Les écarts-types σ_j ont été obtenus en utilisant les dimensions minimales entre chaque élément. La plus petite distance entre deux éléments donne le temps de vol minimal d'un électron. Or, pour une distribution gaussienne, l'intervalle de confiance à $\pm 3\sigma$ contient environ $99,73$ % des cas possibles. En notant $d_{min,j}$ la distance minimale entre les deux éléments de l'étape de multiplication j, l'écart-type σ_j se calcule alors comme :

$$\sigma_j = \frac{|\mu_j - d_{min,j}|}{3} \tag{3.11}$$

Les lois ainsi obtenues pour la détermination du temps de vol sont synthétisées dans le tableau 3.5. Celles-ci sont considérées mutuellement indépendantes, la succession des différents temps de vol se résume donc par une distribution gaussienne suivant une loi $\mathcal{G}(\sum_j \mu_j, \sum_j \sigma_j^2)$.

Polarisation à cathode	Cathode à dynode 1	Dynode 1 à 2	Dynode 2 à 3	Dynode 3 à 4	Dynode 4 à 5
-	$\mathcal{G}(7,87; 0,558)$	$\mathcal{G}(5,65; 0,664)$	$\mathcal{G}(2,59; 0,314)$	$\mathcal{G}(2,99; 0,554)$	$\mathcal{G}(2,66; 0,554)$
Dynode 5 à 6	Dynode 6 à 7	Dynode 7 à 8	Dynode 8 à 9	Dynode 9 à 10	Dynode 10 à anode
$\mathcal{G}(2,99; 0,664)$	$\mathcal{G}(2,99; 0,664)$	$\mathcal{G}(2,99; 0,664)$	$\mathcal{G}(2,99; 0,664)$	$\mathcal{G}(1,18; 2,35)$	$\mathcal{G}(1,66; 0,332)$

Table 3.5 – *Lois de distribution pour les temps de vol entre les éléments internes du PMT R7724 pour une polarisation de* 1600 V*, les valeurs sont données en nanosecondes.*

Avec l'objectif de reconstruire le temps passé dans le tube pour un électron en sortie, le temps total T_{tot} $[s]$ s'exprime alors comme la somme de chacun des temps de vol ainsi que la somme des temps de génération des électrons secondaires :

$$T_{tot} = \sum_{i=j}^{11} T_{vol,j} + \sum_{i=1}^{10} T_{sec,i} \tag{3.12}$$

$$= T_{vol} + T_{sec} \tag{3.13}$$

$$T_{vol} \sim \mathcal{G}(36,54\ ns; 1,84\ ns) \text{ pour une polarisation de 1600 V} \tag{3.14}$$

$$T_{sec} \sim \Gamma(n = 10; \lambda = 10^{10}). \tag{3.15}$$

Cette distribution permet de réaliser des tirages aléatoires de la même façon que pour le modèle gaussien global précédemment. Un second code C génère ces tirages. Le code est compilé avec `gcc` et exécuté sur la même machine que celle utilisée dans la sous-section 3.1.1. Pour 10^6 tirages, un temps d'exécution de $0,70s$ est mesuré (entre $0,67$ et $0,73$ s selon les options de compilation), c'est-à-dire 40 % de plus que pour le modèle de simulation global du PMT de la sous-section 3.1.1 dans le but de mieux modéliser le phénomène physique de la génération d'électrons secondaires. Un exemple de simulation des charges collectées sur l'anode selon cette distribution est illustré par la figure 3.7. La distribution formée a été ajustée à une fonction gaussienne grâce à la bibliothèque Python `lmfit` [268, 269]. La fonction ajustée correspond à une gaussienne de paramètres ($\mu = 37,55\ ns,\ \sigma^2 = 1,86\ ns$). Dans ce modèle, la réponse globale est donc proche d'une gaussienne avec une légère contribution de la loi d'Erlang, le coefficient de corrélation de Pearson au carré étant de $0,99919$. L'approximation gaussienne reste donc un modèle suffisant dans le cas où le temps de calcul supplémentaire engendré par l'ajout de l'étape de génération des électrons secondaires n'est pas acceptable pour la simulation.

Le champ électrique a été considéré uniforme dans cette étude, tel qu'il l'est entre deux condensateurs plans supposés infinis. Pour obtenir une cartographie du champ électrique dans le PMT plus réaliste, il a été nécessaire de reconstruire la géométrie interne du PMT par une solution numérique. Les paragraphes suivant décrivent les travaux menés pour obtenir une description du champ électrique par cette méthode.

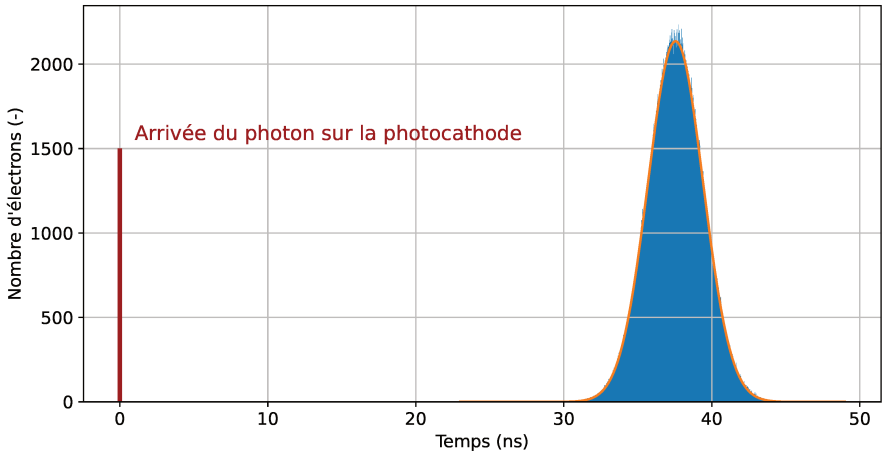

FIGURE 3.7 – *Nombre de charges élémentaires générées en sortie du PMT en fonction du temps avec des modèles gaussiens et exponentielles pour modéliser le comportement des dynodes du PMT,* 10^6 *tirages ont été réalisés selon la somme des distributions* $\mathcal{G}(36,54\ ns, 1,84\ ns)$ *et* $\Gamma(n = 10, \lambda = 10^{10})$.

3.1.5 Modélisation réaliste du champ électrique

Pour obtenir une modélisation numérique des différents composants internes du PMT, une autre forme d'imagerie par rayons X a été utilisée. Un scanner General Electric Discovery CT750-HD a permis d'obtenir une représentation en trois dimensions de la structure du PMT. Le scanner utilise des rayons X entre 80 et 140 keV. L'imageur X se compose de 512×512 pixels pour une résolution verticale de $0,625\ mm$. Les données obtenues sont enregistrées au format DICOM (*Digital Imaging and Communication in Medicine*), utilisé en imagerie médicale. Le logiciel *3D Slicer* [270] a permis de reconstruire le modèle 3D généré à partir des données DICOM. La figure 3.8 illustre un point de vue de la reconstruction. Le plan choisi permet d'observer la forme des dynodes. *3D Slicer* a permis d'extraire une représentation 3D du pont de dynodes après avoir segmenté les différentes parties de la reconstuction. La figure 3.9 illustre un plan du modèle STL (*Stereo-Lithography*) qui a été généré de cette façon.

Selon une première approche et dans le but de simplifier les calculs, une coupe en deux dimensions a été utilisée. Celle-ci est représentée par la figure 3.10. A partir de cette coupe, la bibliothèque *Scikit image* [271] de Python a permis de segmenter les éléments dans l'image et d'enregistrer les pixels correspondants à chacune des dynodes ainsi qu'à la photocathode et l'anode. La segmentation des différents éléments du dynode est illustrée par la figure 3.11.

A partir des segmentations du pont de dynodes, il a été possible d'attribuer une tension à chaque élément dans un espace de simulation en deux dimensions. L'objectif est alors de calculer le potentiel électrique en tout point de l'espace autour du pont de dynodes. En considérant les champs statiques, le potentiel $V(x, y)$ (car considéré ici dans le plan) vérifie l'équation de Laplace, celle-ci permet d'écrire en deux dimensions :

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0. \tag{3.16}$$

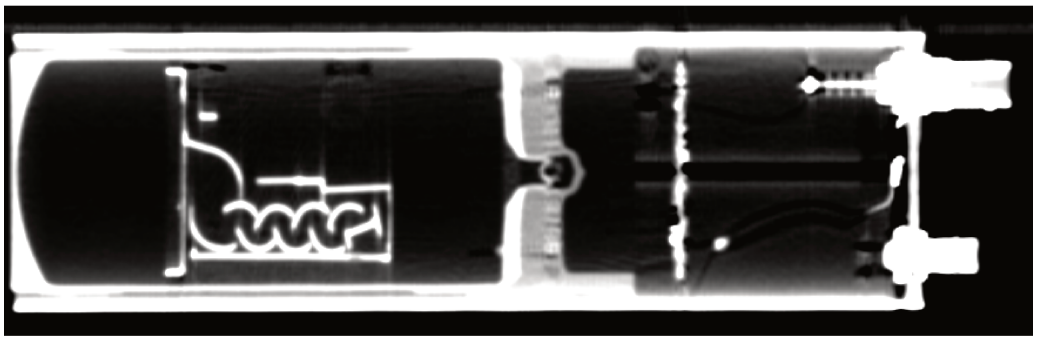

Figure 3.8 – *Vue en coupe du scanner du PMT, réalisée avec le logiciel 3D Slicer [270].*

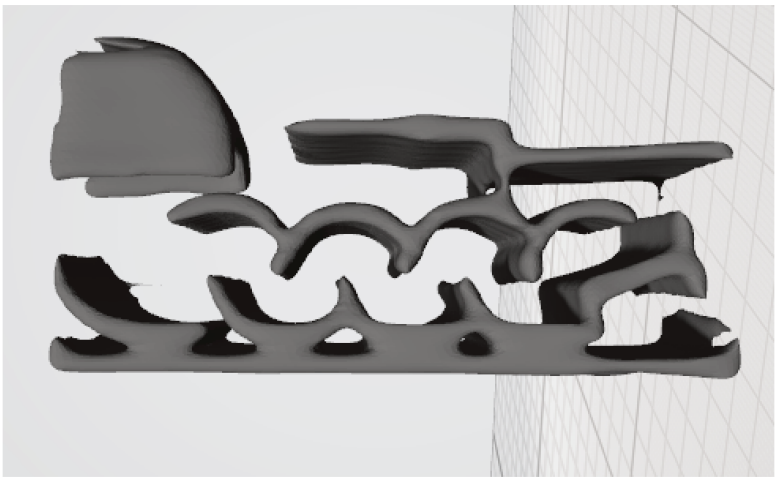

Figure 3.9 – *Extraction au format STL du pont de dynodes du PMT en 3D à partir du scanner et de la segmentation avec 3D Slicer.*

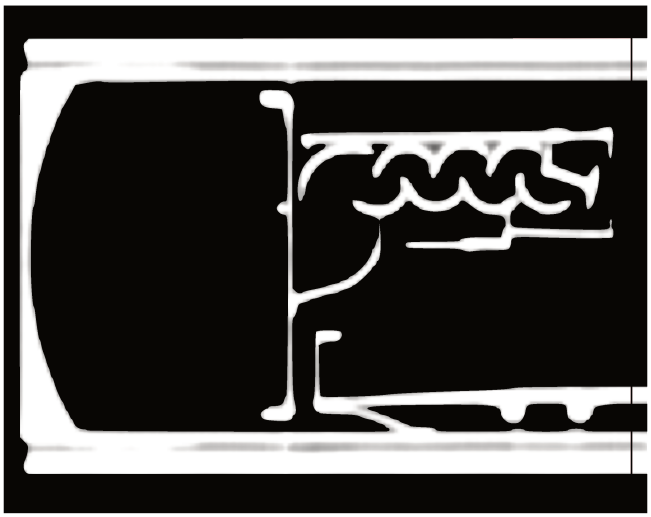

Figure 3.10 – *Coupe de la reconstruction 3D utilisée dans la suite de l'étude.*

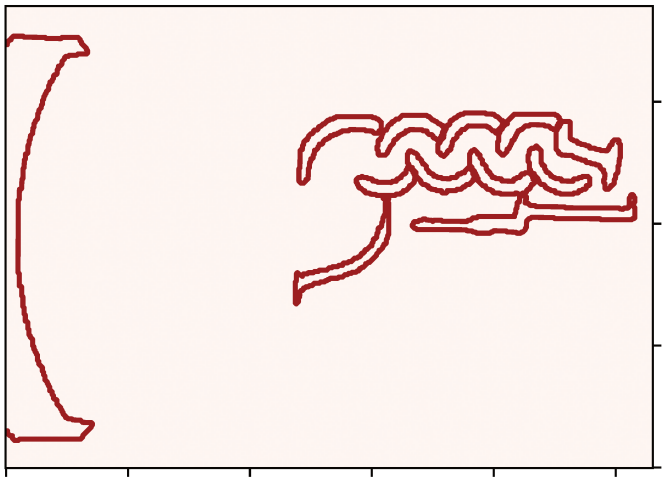

Figure 3.11 – *Segmentation par Scikit image des différents éléments du pont de dynodes.*

Les conditions aux limites sont fixées par les tensions des éléments mentionnés et le potentiel du cadre extérieur de l'image est fixé à zéro, représentant le fait que la structure du PMT soit à la masse. Une méthode de relaxation est utilisée dans un script Python pour calculer la carte des potentiels. Le principe de l'algorithme est de calculer le nouveau potentiel à partir d'une moyenne des voisins à chaque itération. Au bout d'un million d'itérations, le script a convergé et permet de représenter une carte des potentiels. La figure 3.12 illustre le résultat obtenu.

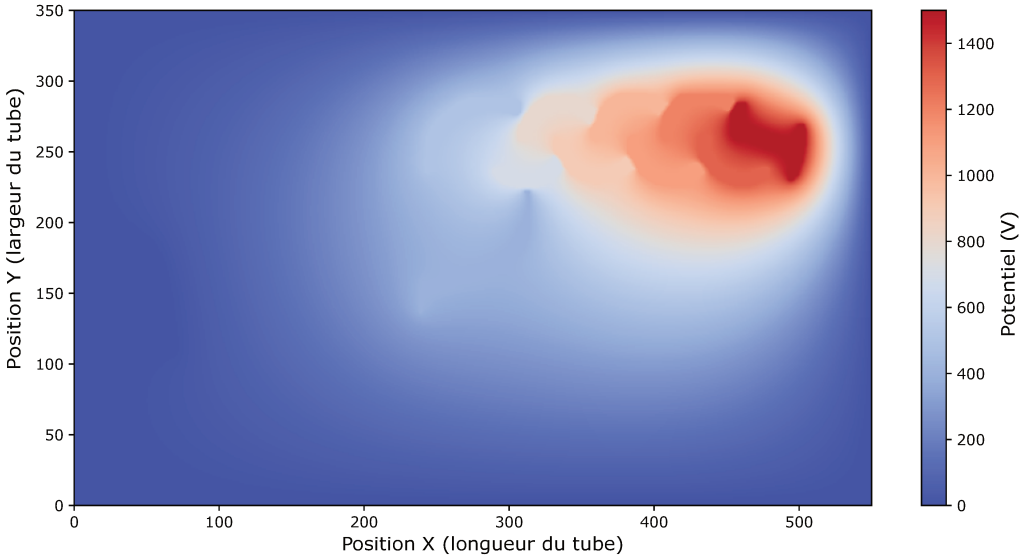

Figure 3.12 – *Carte des potentiels électriques à l'intérieur du PMT obtenue par méthode de relaxation.*

Le champ électrique découle du calcul du gradient des potentiels. Les valeurs du champ utilisées

en entrée pour une simulation de la trajectoire des électrons n'a pas pu être réalisée dans le temps de la thèse. Dans de futurs travaux, la simulation prendra en compte le parcours des électrons dans le champ électrique obtenue par la méthode de relaxation ; une partie critique sera la prise en compte des phénomènes de génération des électrons secondaires sur les dynodes. Cette simulation plus avancée permettra de connaître la vitesse des électrons entre chaque dynode et ainsi d'appliquer le théorème de Shockley-Ramo pour déterminer le courant de sortie.

Les simulations présentées dans cette section permettent d'obtenir de premiers résultats pour modéliser l'impact du PMT sur la génération du signal électrique à partir d'une interaction photonique donnée. Pour un photon capté sur la photocathode, une réponse gaussienne reste une approximation suffisante. Pour des modèles prenant en compte la géométrie du PMT, des travaux de modélisation de la trajectoire des électrons restent à développer. Jusqu'ici, les premiers tests en ce sens ont montré qu'ils peuvent s'avérer coûteux en termes de ressources calculatoires. L'apport en précision qu'ils apporteront sera donc à comparer à leur complexité calculatoire et donc la possibilité de les passer à l'échelle. En effet, l'objectif à terme est de simuler un grand nombre de photons en entrée puis un grand nombre d'impulsions lumineuses dans le but d'obtenir une FoM dans le cadre de la discrimination de particules. La section suivante décrit les modèles SiPM qui permettent de simuler une sortie électrique et ainsi permettre à terme de comparer les résultats de simulation des deux photomultiplicateurs.

3.2 Génération de modèles de simulation SPICE de SiPM

Cette section présente l'adaptation du modèle électrique équivalent des SiPM aux applications de discrimination de particules. En effet, pour observer le signal électrique en sortie du SiPM par rapport à un signal lumineux de scintillation, il est nécessaire de pouvoir les comparer en fonction du temps. Dans cette section, le terme photodiode désignera la surface sensible du capteur tandis que le terme micro-cellule désignera l'ensemble composé de la photodiode et de la résistance de *quenching*. La première sous-section détaille le modèle électrique équivalent de la micro-cellule qui sera utilisée, brique de base du SiPM. La sous-section 3.2.2 décrit l'extension du modèle à une matrice de micro-cellules pour former un SiPM aux déclenchements distribués dans le temps.

3.2.1 Modèle SPICE de la micro-cellule

Pour modéliser les SiPM et obtenir leur réponse simulée, un modèle SPICE a été réalisé car il permet ensuite d'interfacer la simulation avec un modèle de l'électronique d'acquisition. De plus, il s'agit d'un capteur s'appuyant sur une jonction PN, dont le schéma équivalent est connu. Enfin, le logiciel SPICE et ses dérivés permettent de simuler des comportements non-linéaires par itérations successives (par la méthode Newton-Raphson par exemple) jusqu'à converger vers une solution.

Le SiPM est composé de plusieurs milliers de micro-cellules. Le schéma électrique équivalent d'une micro-cellule est présenté en figure 3.13. Celui-ci est réalisé avec le logiciel LTSpice [272]. Les notations utilisées dans ce paragraphe sont reprises de la section 2.6.2 et permettent de décrire la figure 3.13. Le schéma comporte à la fois les éléments équivalents de la photodiode : Cd1 pour la capacité équivalente et Rd1 pour la résistance équivalente ; ainsi que ceux de la

résistance de *quenching* : Rq1 pour la résistance et Cq1 pour sa capacité parasite. Vbd représente la tension d'avalanche du SiPM. Pour simuler la détection d'un photon à un temps t_0, la tension Vphoton passe à l'état haut et ferme l'interrupteur S1. Les autres éléments sont utilisés pour ouvrir le circuit lorsque le courant dépasse un seuil de courant. Ce phénomène correspond au moment où la tension aux bornes de la photodiode passe sous la tension d'avalanche, menant à la fin de la décharge. Dans ces simulations, nous choisissons de polariser le SiPM sur la cathode et de lire le signal sur l'anode avec l'ajout d'une résistance de lecture.

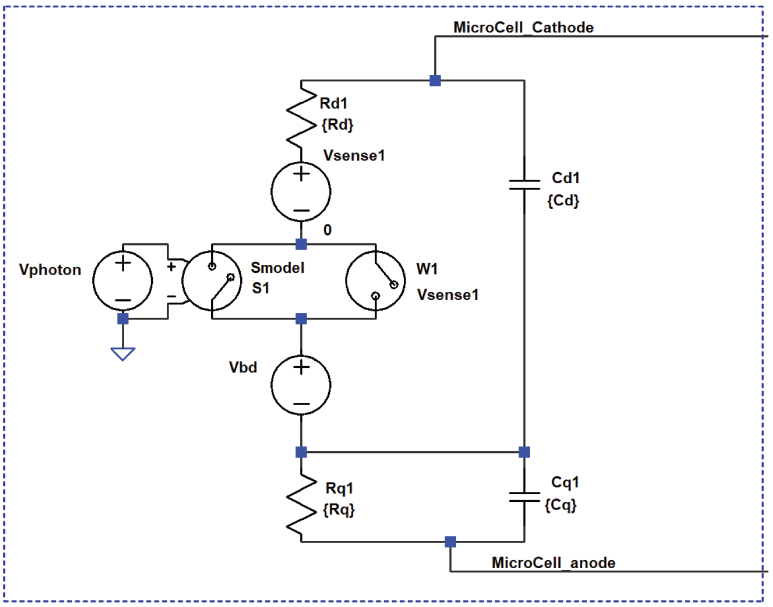

FIGURE 3.13 – *Schéma électrique équivalent d'une photodiode utilisé pour le modèle du SiPM.*

Le chapitre 1 en section 1.5.2 ainsi que le chapitre 2 en section 2.6.2 traitent de ces paramètres ainsi que de leur extraction à partir de méthodes expérimentales. Dans la littérature, il n'existe pas de paramètres équivalents pour toutes les références SensL (maintenant Onsemi) utilisées au laboratoire. Peng et al. [273] ont extraits du SensL C-60035 [274] les paramètres suivants :

- une tension d'avalanche de $24,50 \pm 0,01\ V$,
- une capacité équivalente de micro-cellule de $170,1 \pm 1,8\ fF$,
- une résistance de *quenching* de $633\ k\Omega$.

Cependant, ils ne font pas la distinction entre la photodiode et la résistance de *quenching*.

Au laboratoire, des études antérieures aux travaux de la thèse ont permis de déterminer des paramètres électriques équivalents pour les références SensL C-60035 [274] et J-60035 [275] qui seront utilisées. Les calculs ont pris en compte les travaux de Acerbi et Gundacker [44] ainsi que ceux de Klanner [276]. Pour la référence C-60035, les paramètres calculés sont :

- une capacité équivalente de la photodiode (Cd1) de $144\ fF$,
- une résistance équivalente de la photodiode (Rd1) de $2,36\ k\Omega$,
- une résistance de *quenching* (Rq1) de $495\ k\Omega$,
- une capacité parasite de la résistance de *quenching* (Cq1) de $48\ fF$.

Pareillement, pour la référence J-60035, les paramètres calculés sont :

- une capacité équivalente de la photodiode (Cd1) de 139 fF,
- une résistance équivalente de la photodiode (Rd1) de 441 Ω,
- une résistance de *quenching* (Rq1) de 269 $k\Omega$,
- une capacité parasite de la résistance de *quenching* (Cq1) de 46 fF.

Ces paramètres, en plus d'une capacité parasite de boîtier, permettent de modéliser l'activation d'une micro-cellulle et de considérer toutes les autres comme étant passives, c'est-à-dire ne générant pas d'avalanche. Ces paramètres sont donnés à titre indicatif, il s'agit de paramètres facilement modifiables pour les travaux décrits dans la suite de l'étude. Les paragraphes suivants décrivent l'extension du schéma de la micro-cellule pour la construction d'un modèle à l'échelle du SiPM dans le but de simuler des détections dans plusieurs micro-cellules à des temps différents.

3.2.2 Extension du modèle de la micro-cellule pour des déclenchements non simultanés

Le modèle exposé dans les paragraphes précédents permet de simuler la sortie électrique d'une détection mono-photonique en considérant toutes les autres micro-cellules passives. Pour modéliser un SiPM, un modèle permettant d'activer plusieurs micro-cellules, simultanément ou non, doit être utilisé. Une première approche consiste à utiliser le schéma de la figure 3.13 en tant que bloc de base et à le multiplier à la main avec LTSpice. Cette approche peut être réalisée lorsque le nombre de photodétections est fixe. Cependant, le paramètre du temps de déclenchement doit être renommé pour chaque photodiode, rendant le procédé fastidieux et donc limité à quelques centaines de micro-cellules.

La mise à l'échelle de la modélisation des micro-cellules a donc été réalisée par une méthode automatique. LTSpice propose une représentation graphique des circuits mais le logiciel SPICE est initialement prévu pour prendre en compte une netlist (fichier d'entrée décrivant un circuit électronique). Un script Python a donc été développé pour éditer une netlist en fonction des paramètres de simulation. Le script est ainsi créateur et éditeur de fichiers textes, enregistrés sous forme de netlists. Les paramètres d'entrée sont : le nombre de cellules totales, les paramètres électriques équivalents mentionnés dans la sous-section précédente ainsi que le nombre de fichiers désirés et le nombre de micro-cellules actives pour chacun. Lors de l'édition, les signaux créneaux définissant l'instant du déclenchement sont accompagnés d'un paramètre $T_{delai,i}$. La netlist est conçue pour importer un autre fichier texte contenant l'ensemble des $T_{delai,i}$. Celui-ci décrit les temps d'activation des cellules et prend donc en compte les phénomènes physiques parasites du SiPM. A partir du taux d'impulsions thermiques, des activations sont ajoutées aléatoirement. Chaque impulsion peut être suivie d'une impulsion secondaire avec la probabilité donnée par le constructeur, l'évènement survient sur la même photodiode. Enfin, chaque impulsion peut activer une autre photodiode avec la probabilité de diaphonie, celle-ci est aussi fournie par le constructeur.

La figure 3.14 illustre un exemple de tension simulée en sortie du SiPM pour un modèle de 2048 cellules actives avec la netlist écrite par le script Python, l'exécution par LTSpice et enfin l'affichage avec Python. Les temps de déclenchement des micro-cellules sont caractéristiques de ceux qui peuvent s'observer en scintillation plastique.

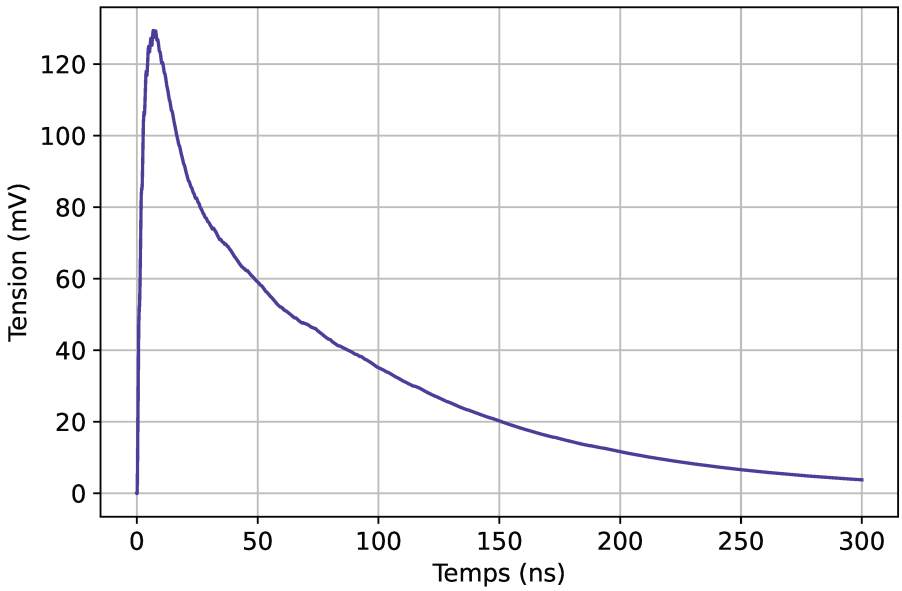

Figure 3.14 – *Exemple d'impulsion en tension générée en sortie du modèle SiPM, charge de lecture de* 10 Ω.

Le modèle SiPM est donc capable de simuler une tension de sortie pour des déclenchements photoniques étalés au cours du temps. La section suivante présente en détails la méthode utilisée pour obtenir des temps de déclenchement réalistes dans le cadre de la mesure des photons pour la scintillation plastique.

3.3 Récupération de données d'entrée : modéliser les photons de scintillation

Cette section décrit les différentes méthodes ayant permis de créer des jeux de données réalistes. La discrimination de particules est une mesure exigeante quant à la reconstruction temporelle des évènements photoniques. L'aspect physique de la discrimination neutron/γ en scintillation est décrit en section 1.4.3. La modélisation de la mesure nécessite à la fois de connaître le nombre de photons de scintillation créés mais aussi leur étalement temporel. En effet, il est nécessaire de reconstruire la forme du signal. Au cours de la thèse, plusieurs façons de procéder ont été mises en place, de la plus simple à la plus complète. Tout d'abord, la section aborde l'exploitation des données constructeur en sous-section 3.3.1, puis la mise en place d'une expérience de scintillation en sous-section 3.3.2 et enfin l'aspect simulation des scintillateurs en sous-section 3.3.3.

3.3.1 Utilisation des données constructeur

Pour la discrimination de particules en scintillation plastique, la référence EJ-276D d'Eljen Technology [164] reste présente dans la littérature pour de nombreuses études comme présenté en section 2.5. Ce scintillateur a ainsi été choisi comme référence de travail dans ce chapitre, bien que la démarche menée puisse s'adapter à n'importe quelle autre référence. Les scintillateurs

plastiques du laboratoire présentent des performances similaires mais l'EJ-276 permettra de comparer les résultats à ceux obtenus dans la littérature.

Eljen décrit son modèle EJ-276 par un rendement de scintillation de 8600 photons par MeVee avec un pic d'émission à 425 nm. L'émission lumineuse varie temporellement en fonction du type d'interaction, neutron ou γ. Pour un rayonnement γ, trois composantes de décroissance sont spécifiées, nommées dans la suite de ce chapitre $\tau_{\gamma,1}$, $\tau_{\gamma,2}$ et $\tau_{\gamma,3}$ $[s]$. Les constantes de décroissances neutron sont nommées $\tau_{n,1}$, $\tau_{n,2}$ et $\tau_{n,3}$ $[s]$. Les physiciens expérimentaux s'appuient sur ces valeurs pour régler les algorithmes de calcul du ratio TTT en discrimination, elles sont donc cruciales pour la mesure. Une impulsion lumineuse débutant à $t = 0$ voit ainsi son intensité normalisée $I(t)$ $[-]$ décrite par l'équation suivante (l'intensité est vue comme un nombre de photons selon une approche particulaire, le choix a donc été fait de considérer l'intensité lumineuse comme adimensionnelle) :

$$I(t \geq 0) = exp(-\frac{t}{\tau_1}) + exp(-\frac{t}{\tau_2}) + exp(-\frac{t}{\tau_3}), \tag{3.17}$$

avec pour une interaction avec un rayonnement γ [164] :

$$\tau_1 = \tau_{\gamma,1} = 13\ ns, \quad \tau_2 = \tau_{\gamma,2} = 35\ ns, \quad \tau_3 = \tau_{\gamma,3} = 270\ ns,$$

et pour une interaction neutron [164] :

$$\tau_1 = \tau_{n,1} = 13\ ns, \quad \tau_2 = \tau_{n,2} = 59\ ns, \quad \tau_3 = \tau_{n,3} = 460\ ns.$$

Les figures 3.15 et 3.16 illustrent la forme de ces équations, la première étant normalisée en amplitude et la seconde par leur intégrale, c'est-à-dire l'énergie totale.

Les PMT et SiPM étant potentiellement sensibles au photon unique, ces signaux continus sont discrétisés pour fournir une information sur les impacts photoniques pouvant être traités par les modèles des photodétecteurs. Pour ce faire, un tirage aléatoire est réalisée selon la distribution donnée par I(t). Le nombre de tirages correspond à l'énergie de la particule incidente. Par exemple, pour 1 MeVee, 8600 photons de scintillation sont théoriquement émis, auquels 50 % sont retranchés pour rendre compte de l'efficacité de collecte en première approximation. La figure 3.17 illustre ainsi le tirage aléatoire de 4300 photons de scintillation selon cette distribution.

Ce travail fournit une première approximation pour la modélisation des photons de scintillation générés par l'EJ-276D. Par l'expérience et dans la littérature, la différence entre interaction γ et neutron est observable sur les figures 3.15 et 3.16. L'écart avec les données d'Eljen vient du fait que les composantes de l'équation 3.17 sont pondérées par des coefficients [277], mais ceux-ci ne sont pas définis par le constructeur dans ses fiches techniques. Pour cette raison, un travail de caractérisation du scintillateur a été mené pour identifier les coefficients A_1, A_2 et A_3 dans l'équation suivante :

$$I(t \geq 0) = A_1.exp(-\frac{t}{\tau_1}) + A_2.exp(-\frac{t}{\tau_2}) + A_3.exp(-\frac{t}{\tau_3}). \tag{3.18}$$

La section suivante traite de la récupération expérimentale de ces coefficients.

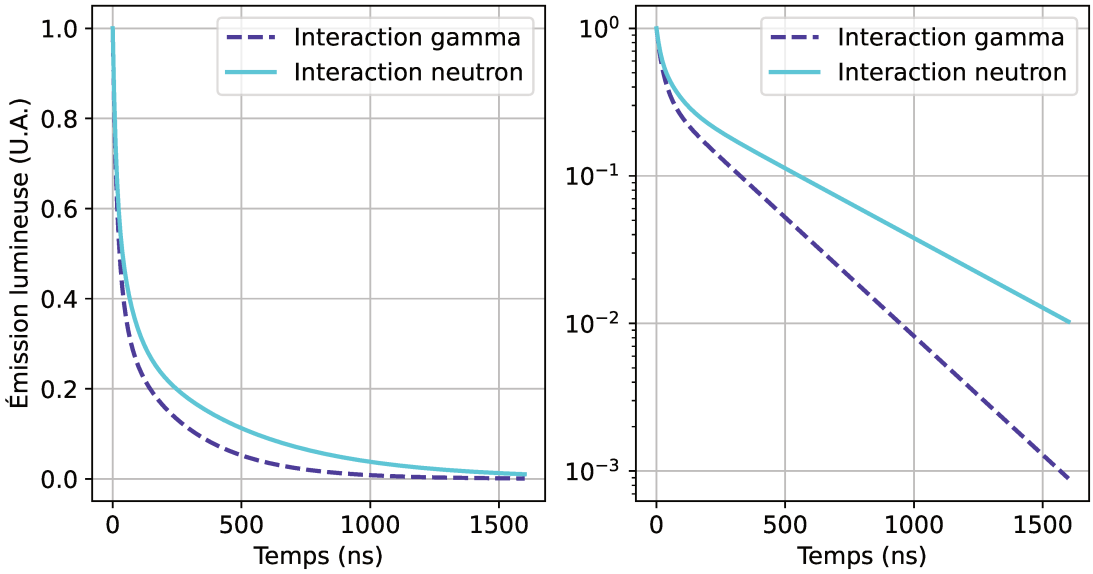

Figure 3.15 – *Décroissances lumineuses des scintillateurs EJ-276D d'Eljen [164], l'intensité lumineuse générée lors d'une interaction γ est représentée en pointillés violets tandis que pour une impulsion neutron, celle-ci est représentée en trait plein bleu ciel, l'impulsion est normalisée par son amplitude maximale.*

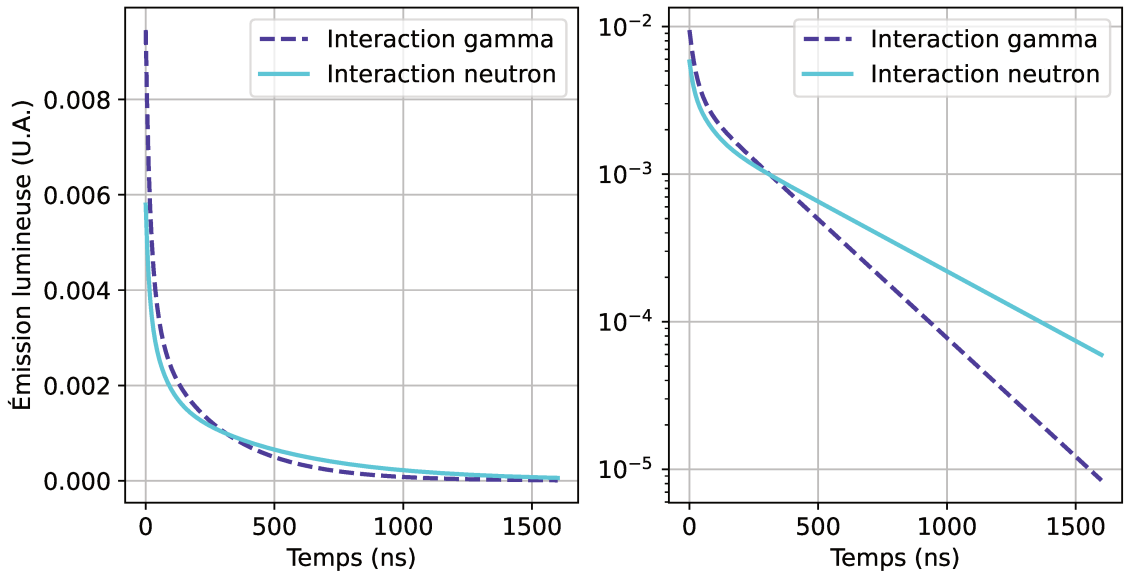

Figure 3.16 – *Décroissance lumineuse des scintillateurs EJ-276D d'Eljen [164], l'intensité lumineuse générée lors d'une interaction γ est représentée en pointillés violets tandis que pour une impulsion neutron, celle-ci est représentée en trait plein bleu ciel, l'impulsion est normalisée par son intégrale totale.*

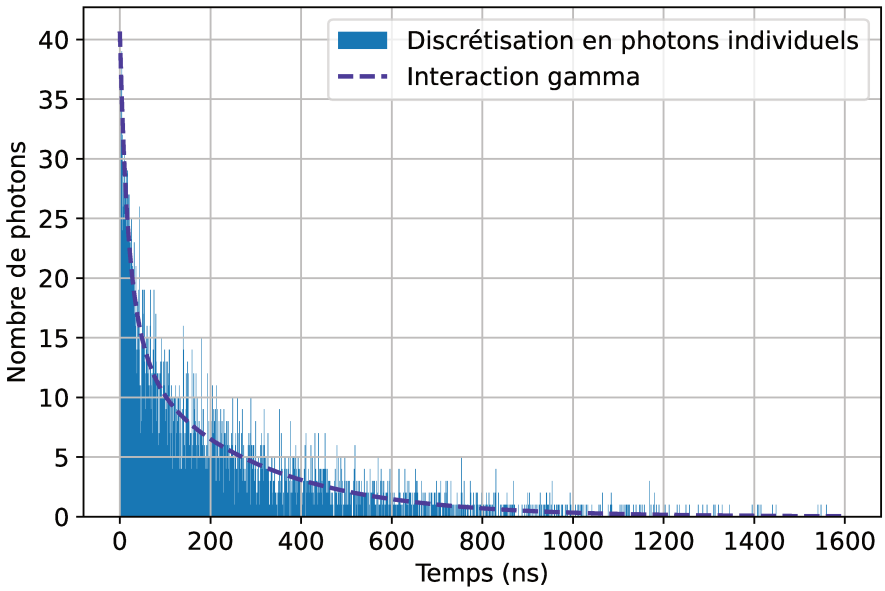

FIGURE 3.17 – *Modélisation des impacts photoniques selon la fiche technique du scintillateur EJ-276D d'Eljen, tirage de 4300 points (histogramme) selon la distribution de l'équation 3.17 (représentée en pointillée et normalisée par le nombre de photons), le pas de l'histogramme est de 1 ns.*

3.3.2 Caractérisation d'un scintillateur EJ-276D

Grodzicka et al. [277] ont caractérisé plusieurs références de scintillateurs, dont l'EJ-276, pour lequel ils déterminent un quatrième temps caractéristique. Pour l'équation suivante :

$$I(t \geq 0) = A_1.exp(-\frac{t}{\tau_1}) + A_2.exp(-\frac{t}{\tau_2}) + A_3.exp(-\frac{t}{\tau_3}) + A_4.exp(-\frac{t}{\tau_4}), \tag{3.19}$$

ils obtiennent par l'expérience les valeurs présentées dans le tableau 3.6, les évolutions temporelles correspondantes sont illustrées par la figure 3.18.

γ	$\tau_{\gamma,1} = 4,0 \pm 0,4\ ns,$ $A_{\gamma,1} = 0,71$	$\tau_{\gamma,2} = 16 \pm 2\ ns,$ $A_{\gamma,2} = 0,12$	$\tau_{\gamma,3} = 98 \pm 10\ ns,$ $A_{\gamma,3} = 0,08$	$\tau_{\gamma,4} = 690 \pm 70\ ns,$ $A_{\gamma,4} = 0,09$
neutron	$\tau_{\gamma,1} = 3,9 \pm 0,4\ ns,$ $A_{\gamma,1} = 0,47$	$\tau_{\gamma,2} = 18 \pm 2\ ns,$ $A_{\gamma,2} = 0,13$	$\tau_{\gamma,3} = 106 \pm 10\ ns,$ $A_{\gamma,3} = 0,13$	$\tau_{\gamma,4} = 800 \pm 80\ ns,$ $A_{\gamma,4} = 0,27$

TABLE 3.6 – *Valeurs obtenues par Grodzicka et al. [277] pour la caractérisation de l'impulsion lumineuse de l'EJ276*

Les temps caractéristiques de décroissance ne définissent ainsi pas entièrement les impulsions, les constantes de pondération jouent ici un rôle en apportant plus de poids à la composante lente des décroissances lumineuses provoquées par un rayonnement neutronique. De plus, les constantes temporelles de décroissance sont plus proches qu'annoncé par Eljen, donnant encore plus d'importance aux facteurs de pondération.

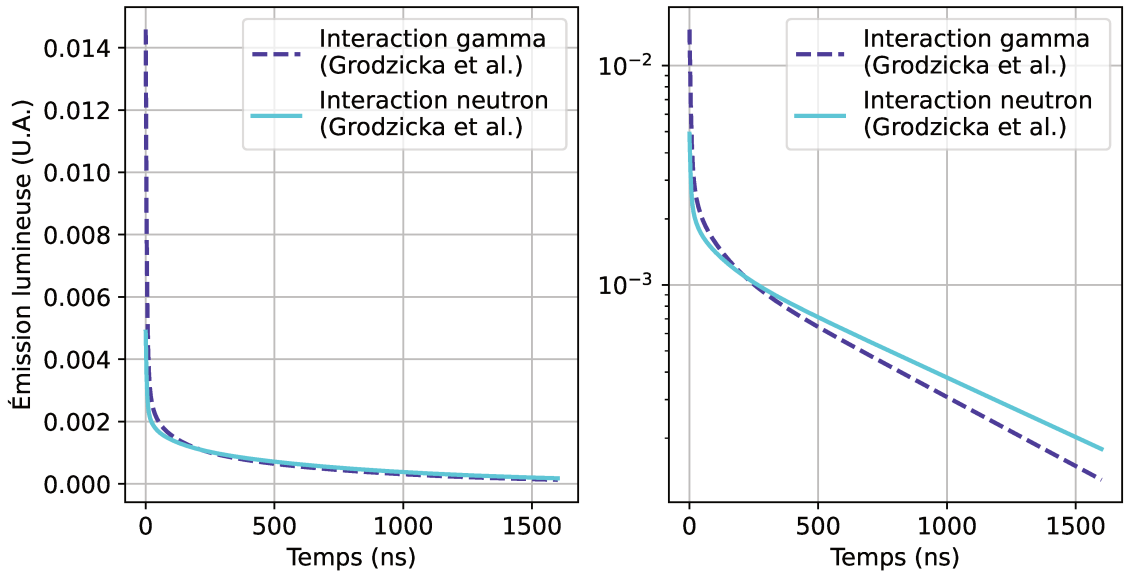

Figure 3.18 – *Décroissances lumineuses des scintillateurs EJ-276D d'Eljen décrites par Grodzicka et al., l'intensité lumineuse générée lors d'une interaction γ est représentée en pointillés violets tandis que pour une impulsion neutron, celle-ci est représentée en trait plein bleu ciel, l'intégrale de l'impulsion est normalisée.*

Chaque scintillateur peut ainsi voir ses temps caractéristiques de décroissance varier, que ce soit en raison de sa forme géométrique, de variations dans le processus de fabrication ou encore d'un éventuel vieillissement. Pour obtenir un modèle fidèle à la réalité des références utilisées au laboratoire, la caractérisation d'un scintillateur EJ-276D utilisé pour la mesure a permis d'obtenir sa fonction d'émission lumineuse. Pour ce faire, des expériences ont été menées sur une source césium 137 (émetteur γ) de 453 kBq et sur du californium 252 (émetteur γ-neutron) de $1,85$ MBq. Le banc de mesure se compose d'une boîte noire accueillant l'ensemble du bloc détecteur ainsi que la source utilisée. Dans cette boîte, sont placés un scintillateur EJ-276D [164] de $2,54$ cm de diamètre ainsi qu'un assemblage PMT H11284-MOD d'Hamamatsu, le tout est interfacé par de la graisse optique pour éviter les variations trop importantes d'indice de réfraction dues aux interfaces d'air. L'assemblage PMT se compose d'un modèle R7724-100 de PMT [255] ainsi que d'un pont diviseur de tension, le modèle E5859-19 [265]. Ce choix résulte d'études internes antérieures ayant mis en avant cette référence pour la discrimination neutron-γ. Le photodétecteur est alimenté par une alimentation CAEN N1470 [278] à 1600 V pour la source césium et 1400 V pour la source californium, ces valeurs ont permis d'obtenir le meilleur compromis pour l'utilisation de la pleine échelle du numériseur sans saturation. La figure 3.19 illustre le montage du bloc détecteur à l'intérieur de la boîte noire, l'emplacement de la source lors des mesures y est aussi indiqué par un trèfle radiologique.

Pour cette expérience, les impulsions électriques générées par le PMT sont acquises par un numériseur CAEN DT5743 [279], qui s'appuie sur l'ASIC SAMLONG [142] et un FPGA Altera Cyclone EP3C16. L'impédance d'entrée est de 50 Ω pour une bande passante de 500 MHz. Chaque impulsion est numérisée sur 1024 points à une fréquence de 1,6 GSps, c'est-à-dire sur 640 ns pour une période entre chaque point de 625 ps. Chaque point est échantillonné sur 12 bits

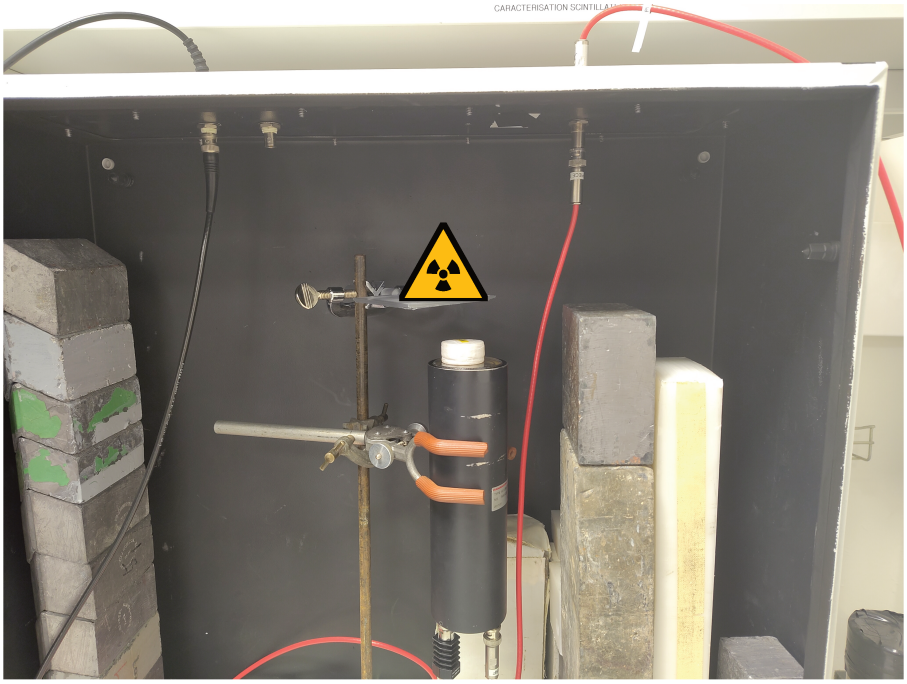

Figure 3.19 – *Photo du banc utilisé pour la caractérisation du scintillateur EJ-276, le scintillateur, en blanc est enrubanné dans du teflon au centre de l'image, le PMT se trouve en-dessous avec son blindage noir et la source est placée au-dessus, représentée par un trèfle, sur un support.*

avec un bruit en tension de 0,75 mV RMS et une résolution temporelle inférieure à 8 ps [279]. Bien que le temps mort de cet appareil soit de 125 μs, il permet d'obtenir un bon compromis entre fréquence d'échantillonnage et résolution verticale pour la récupération de la forme des impulsions.

Pour cette expérience, les impulsions électriques générées par le PMT sont acquises par un numériseur CAEN DT5743 [279]. Les paramètres de l'acquisition sont synthétisés par le tableau 3.7. Bien que le temps mort de cet appareil soit élevé par rapport aux taux de comptage habituellement rencontrés dans nos applications, il permet d'obtenir un bon compromis entre fréquence d'échantillonnage et résolution verticale pour la récupération de la forme des impulsions.

Avec la source césium 137, 20000 évènements sont enregistrés de cette façon et 50000 avec la source de californium 252. Les évènements neutroniques étant moins nombreux, il est nécessaire que leur nombre soit significatif. La figure 3.20 illustre une impulsion enregistrée par le numériseur pour le césium 137.

Tous les traitements évoqués dans les prochains paragraphes ont été réalisés hors-ligne, par des scripts Python. Chaque impulsion est traitée individuellement par la suppression d'une éventuelle composante continue en calculant la moyenne du bruit en amont. Pour le césium 137, l'amplitude est normalisée et l'impulsion est décalée dans le temps de manière à faire coïncider leur maximum. Une fois cette préparation réalisée, il est possible de calculer une impulsion moyenne, caractéristique de l'ensemble de notre chaîne d'acquisition. La figure 3.21 illustre

Capteurs :	**Numériseur :**	**Entrée du numériseur :**	**Résolution verticale :**
EJ-276, H11284-MOD d'Hamamatsu	CAEN DT5743 (ASIC SAMLONG [142], FPGA Altera Cyclone EP3C16)	50 Ω Bande passante : 500 MHz	12 bits
Fréquence d'échantillonnage :	**Acquisition d'un évènement :**	**Bruit en tension :**	**Temps mort :**
1,6 GSps (625 ps)	1024 échantillons (640 ns)	0,75 mV RMS	125 μs

Table 3.7 – *Paramètres de l'acquisition pour la caractérisation du scintillateur EJ-276D*

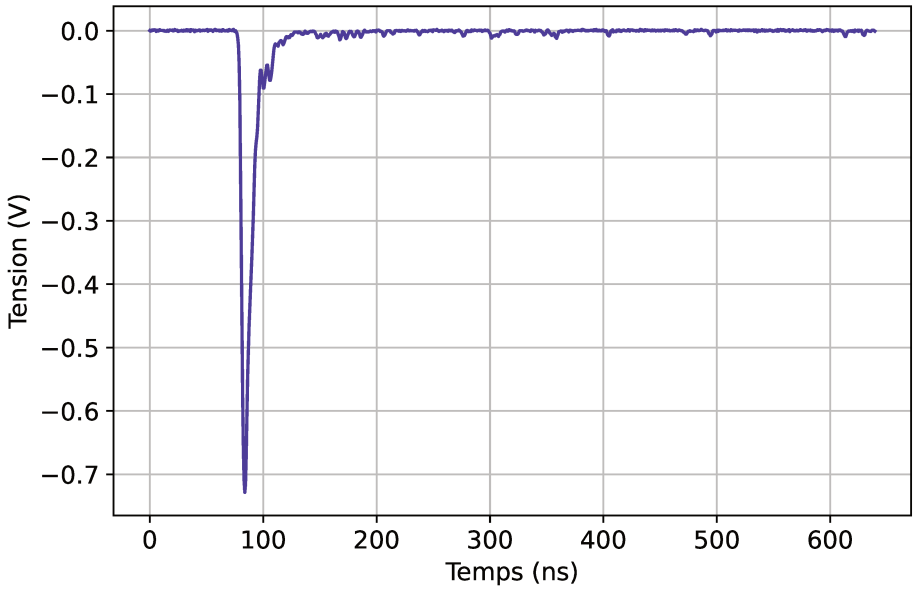

Figure 3.20 – *Exemple d'impulsion césium 137 acquise avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100.*

avec les croix bleues l'impulsion moyenne qui résulte de ces traitements. Il apparaît un rebond lors de la décroissance, celui-ci apparaît sur toutes les expérimentations du laboratoire avec ce PMT et le phénomène n'a pour le moment pas été corrigé, il n'était en effet pas significatif sur les impulsions individuelles. L'hypothèse la plus probable est la rupture d'impédance le long de la ligne de sortie du signal. La ligne pleine rouge de cette même figure représente l'ajustement par la bibliothèque `lmfit` [268] à une fonction cible. Cette fonction est au cœur de l'étude, il s'agit d'une fonction *EMG*, pour *Exponentially Modified Gaussian*, résultat de la convolution entre la réponse gaussienne du PMT (de paramètres $(\mu,\ \sigma)$ et la triple décroissance exponentielle du scintillateur (de paramètres (A_n, τ_n),. En notant $V(t)$ $[V]$ la tension en sortie du PMT, elle s'exprime comme :

$$
\begin{aligned}
V(t) &= \left[A_1.exp(-\frac{t}{\tau_1}) + A_2.exp(-\frac{t}{\tau_2}) + A_3.exp(-\frac{t}{\tau_3})\right] \otimes \left[\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}.e^{t-\mu)^2 2\sigma^2}\right] \\
&= \sum_{n=1}^{3} \frac{A_n.\sigma}{\tau_n}\sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{\frac{1}{2}\frac{\sigma}{\tau_n}^2 - \frac{t-\mu}{\tau_n}} \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{\sigma}{\tau_n} - \frac{t-\mu}{\sigma})\right).
\end{aligned}
\tag{3.20}
$$

L'ajustement à la fonction *EMG* par `lmfit` fournit les paramètres suivants :

^{137}Cs (γ)	$\tau_{\gamma,1} = 6,00 \pm 0,04$ ns, $A_{\gamma,1} = 2,50 \pm 0,03$	$\tau_{\gamma,2} = 31 \pm 3$ ns, $A_{\gamma,2} = 0,37 \pm 0,02$	$\tau_{\gamma,3} = 269 \pm 51$ ns, $A_{\gamma,3} = 0,35 \pm 0,03$
	$\sigma = 1,38 \pm 0,01$ ns	$\mu = 86,78 \pm 0,01$ ns	

La valeur moyenne de la gaussienne correspondant à la réponse du PMT est donnée à titre indicatif mais n'a pas de sens physique car les impulsions ont été alignées sur leur maximum.

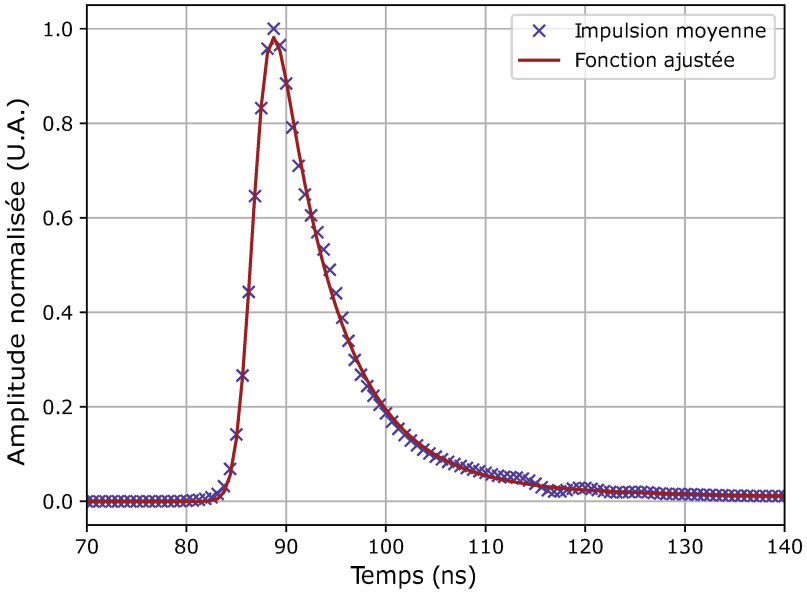

Figure 3.21 – *Impulsion moyenne des rayonnements γ du césium 137 acquise avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 ($R^2 = 0,9989$).*

L'utilisation du californium 252 a pour but d'obtenir une impulsion moyenne neutron. En tant qu'émetteur γ et neutron, une étape supplémentaire nécessite de séparer ces deux types d'impulsion. A ce jour, la discrimination de ces particules dans l'état de l'art se fait généralement par comparaison de charges, méthode décrite en section 2.4, si l'on écarte les mesures de temps de vol ou la mise en place d'un blindage. Cet algorithme a été mis en œuvre dans cette étude. La figure 3.22 illustre les zones d'intégration utilisées pour le calcul permettant de dissocier les impulsions γ et neutron. L'intégration de la queue du signal Q_{tail} et de l'impulsion totale Q_{tot} donnent le ratio caractéristique (*Tail-To-Total integration ratio* : *TTT-ratio*) du type

d'impulsion :

$$TTT\text{-}ratio = \frac{Q_{tail}}{Q_{tot}}, \tag{3.21}$$

ces notations sont reprises dans la figure 3.22. La figure 3.23 représente quant à elle le diagramme $f(Q_{tot}) = Q_{tail}$ où sont mis en avant les deux contributions ainsi qu'une séparation qui peut être proposée.

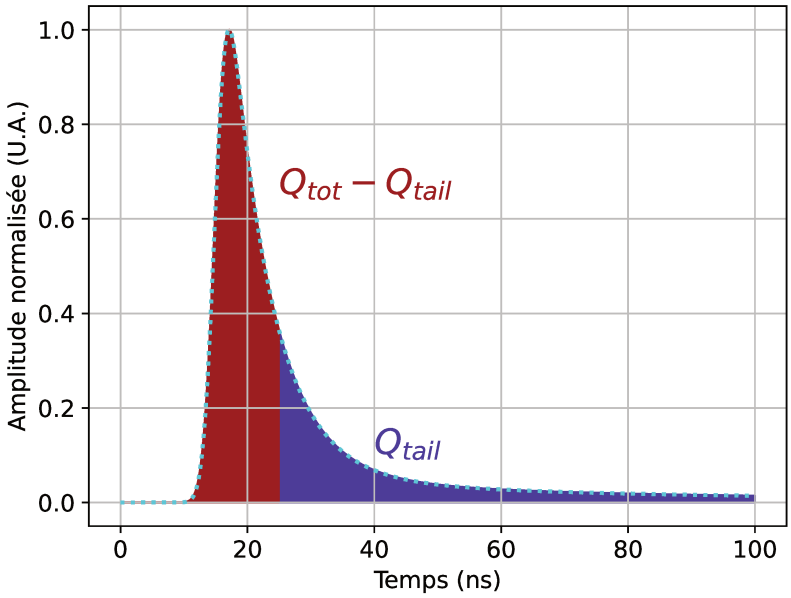

FIGURE 3.22 – *Principe de la comparaison de charge réalisée sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100, la première zone (rouge) et la seconde (violette) sont utilisées pour le calcul du Tail-To-Total integration ratio (TTT-ratio).*

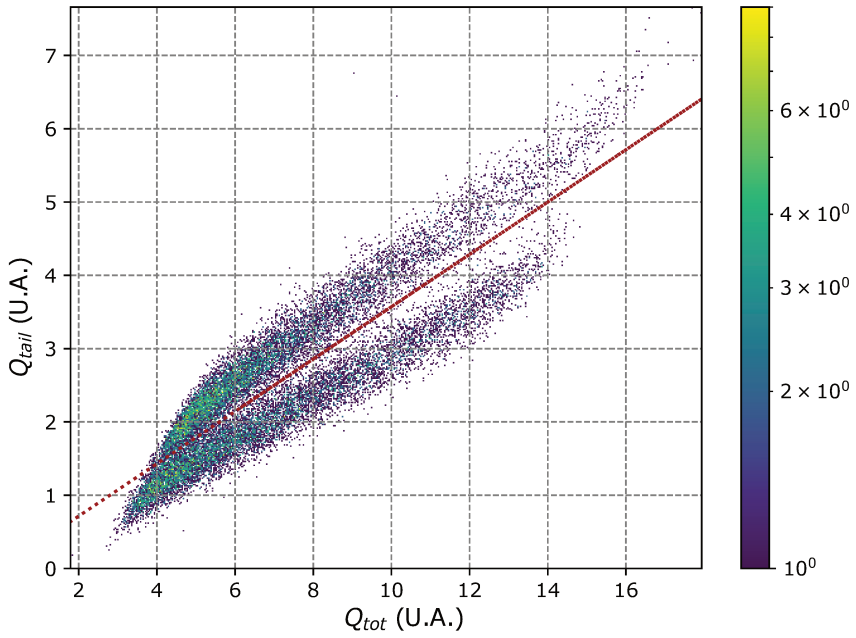

FIGURE 3.23 – *Intégration de la queue du signal (Q_{tail}) par rapport à la charge totale (Q_{tail}) réalisée sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100, la séparation est donnée à titre indicatif.*

Le calcul de ces intégrales nécessitent le choix de plusieurs paramètres. Pour déterminer les portes, le script Python reprend le principe de l'algorithme de Lynde et al. [168], c'est-à-dire l'utilisation de deux boucles imbriquées, l'une sur la porte d'intégration longue et la seconde sur la courte. A chaque passage dans la boucle, les *TTT-ratio* sont calculés et placés dans un histogramme de façon à mesurer la séparation entre les deux gaussiennes formées. La qualité de cette séparation est quantifiée par la figure de mérite (FoM) [–] :

$$FoM = \frac{|\mu_\gamma - \mu_n|}{\sqrt{2ln(2)}(\sigma_\gamma + \sigma_n)}, \tag{3.22}$$

où les paramètres $(\mu_\gamma, \sigma_\gamma)$ et (μ_n, σ_n) sont les paramètres des deux gaussiennes. En ne considérant pas de coupure en énergie a posteriori, la figure 3.24 illustre la FoM obtenue avec une porte courte de 38 ns et une intégration longue sur la totalité de la fenêtre.

De cette première séparation formée par le calcul du *TTT-ratio*, une marge de 10 % a été choisie pour le calcul des impulsions moyennes, ces séparations sont illustrées par la figure 3.25. Il existe en effet une zone de confusion, située aux basses énergies, qu'il est difficile d'exploiter pour la construction d'un signal moyen.

Suite à cette distinction avec l'ajout de la zone de confusion, deux ensembles de données sont formés. Le même procédé que pour les impulsions du césium 137 est alors mis en place, permettant d'obtenir une impulsion moyenne γ et une autre neutron. La figure 3.26 illustre ces signaux moyens auxquels sont superposés les ajustements à la fonction *EMG* par la bibliothèque `lmfit`. Cette dernière fournit les paramètres de l'ajustement à la fonction *EMG*, résumés par le tableau 3.8.

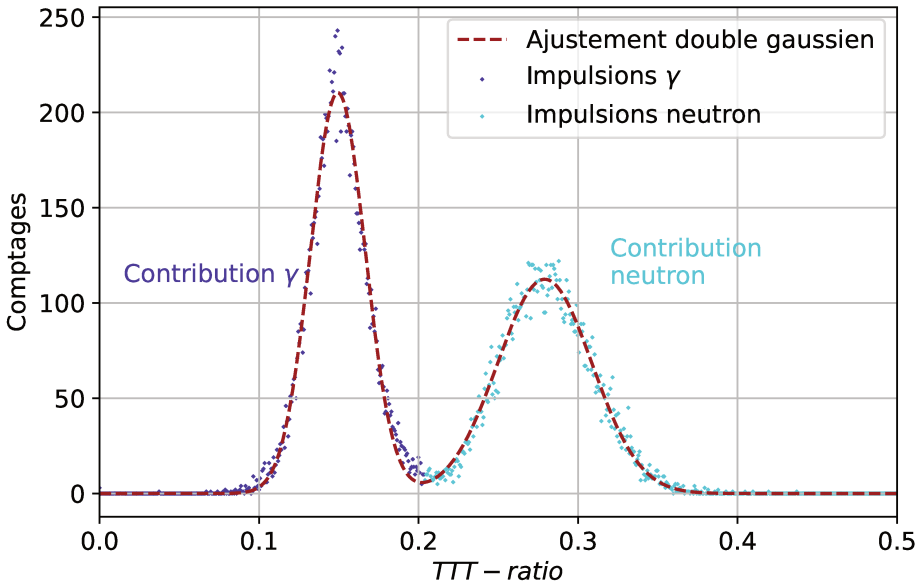

FIGURE 3.24 – *Histogramme du TTT-ratio sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100, les colorations des contributions γ et neutron sont données à titre indicatif.*

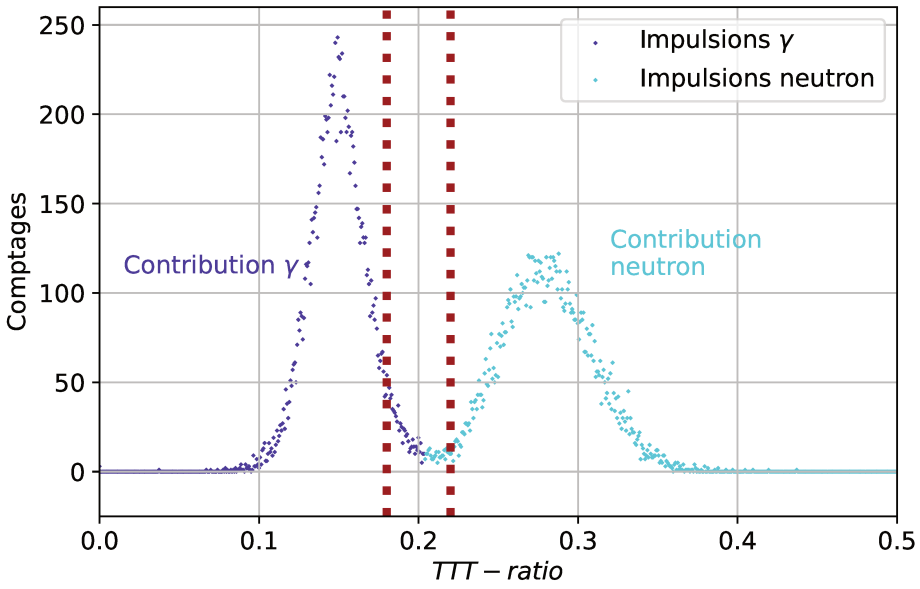

FIGURE 3.25 – *Bornes du TTT-ratio choisies sur les signaux de ^{252}Cf acquis avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100, les colorations des contributions γ et neutron sont données à titre indicatif.*

La variation d'écart-type correspondant à la fonction de transfert du PMT peut s'expliquer par le changement de polarisation (de 1600 V pour le césium à 1400 V pour le californium) réalisé

^{252}Cf (γ)	$\tau_{\gamma,1} = 6,30 \pm 0,03\ ns$, $A_{\gamma,1} = 2,49 \pm 0,02$	$\tau_{\gamma,2} = 41 \pm 5\ ns$, $A_{\gamma,2} = 0,31 \pm 0,03$	$\tau_{\gamma,3} = 280 \pm 76\ ns$, $A_{\gamma,3} = 0,26 \pm 0,03$
	$\sigma = 1,51 \pm 0,01\ ns$	$\mu = 86,68 \pm 0,01\ ns$	
^{252}Cf (neutron)	$\tau_{n,1} = 6,36 \pm 0,04\ ns$, $A_{n,1} = 2,43 \pm 0,02$	$\tau_{n,2} = 35 \pm 3\ ns$, $A_{n,2} = 0,52 \pm 0,02$	$\tau_{n,3} = 282 \pm 20\ ns$, $A_{n,3} = 0,92 \pm 0,02$
	$\sigma = 1,50 \pm 0,01\ ns$	$\mu = 86,66 \pm 0,01\ ns$	

Table 3.8 – *Paramètres déterminés par la fonction* `lmfit` *pour les signaux moyens γ et neutron du ^{252}Cf.*

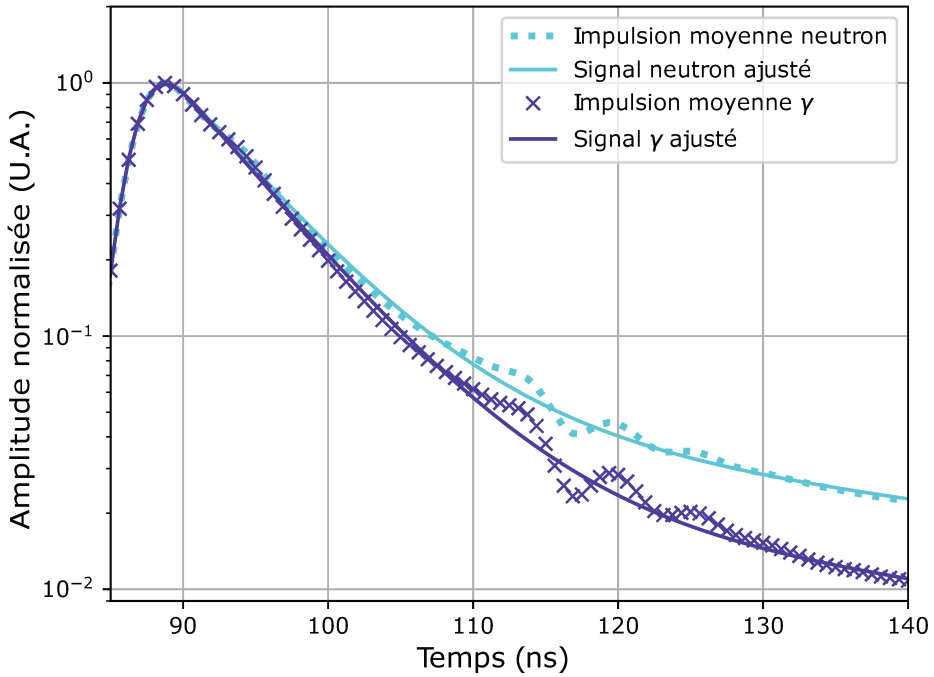

Figure 3.26 – *Impulsions moyennes des rayonnements γ et neutron du californium 252 acquises avec le scintillateur EJ-276D et le PMT R7724-100 ($R^2 = 0,9989$).*

pour maximiser l'utilisation de la pleine échelle du numériseur. Une tension plus élevée permet ainsi une meilleure résolution temporelle.

Cette étude a ainsi permis d'établir expérimentalement les constantes de décroissances de l'EJ-276D utilisé au laboratoire pour une impulsion γ et une impulsion neutron. Les coefficients de pondération revêtent donc une importance dans la définition de la décroissance lumineuse car ceux-ci ne sont pas identiques, avec même un ordre de grandeur de différence. Contrairement à la fiche technique fournie par Eljen, il n'apparaît pas de variation marquée entre les constantes de décroissance lente pour les différentes particules. La différence apparaît plutôt dans les constantes de pondération des temps de décroissance, pour les rayonnements γ du californium : $A_1/A_2 = 6,8 \pm 0,9$ et $A_1/A_3 = 8,1 \pm 0,8$, tandis que pour les rayonnements neutroniques : $A_1/A_2 = 4,7 \pm 0,2$ et $A_1/A_3 = 2,6 \pm 0,1$. Ces résultats sont supportés par la théorie de la discrimination de particules en scintillation exposée en section 1.4.3. En effet, en fonction du

type de particule, la proportion d'états singulets et triplets est modifiée mais les phénomènes physiques sous-jacents sont les mêmes une fois le proton de recul généré par l'interaction du neutron. Suite à ces différences, Eljen a été contacté mais a indiqué ne pas avoir l'historique de la procédure mise en place pour l'obtention de leurs constantes de décroissance.

Grâce à la caractérisation du scintillateur, il est possible de produire des données d'entrée représentatives de la réalité en retirant la contribution du PMT de la fonction *EMG* et ainsi revenir à une triple décroissance exponentielle. Il est possible d'aller plus loin en simulant aussi le scintillateur de manière plus fidèle grâce à ces résultats, en intégrant l'aspect de la géométrie et des interfaces.

3.3.3 Modèle de simulation du scintillateur : géométrie et interfaces

L'objectif de cette partie est de décrire le modèle de simulation utilisé pour générer les photons de scintillation dans le scintillateur puis de déterminer leur impact à la surface du photodétecteur. Plusieurs informations caractérisent le photon lors de son interaction avec la surface de détection : position, temps d'arrivée, énergie, angle d'incidence, polarisation. Certaines de ces caractéristiques sont utilisées pour modéliser les interactions avec la fenêtre d'entrée du photodétecteur.

Les résultats obtenus dans cette sous-section proviennent d'un outil développé pour Geant4 au laboratoire [1] pour permettre de décrire le trajet des photons lumineux dans le scintillateur en prenant en compte autant de paramètres optiques que possible.

Geant4 est une suite logiciel permettant de modéliser les interactions de particules avec la matière [280-282]. Il permet de prendre en compte les matériaux, la géométrie, le type de particules ou encore la physique des interactions tout en permettant l'enregistrement des évènements, leur visualisation et leur analyse. Les codes présentent l'avantage d'être écrits en C++ et pourront ainsi permettre, à terme, de relier ensemble les différents simulateurs, pour modéliser une chaîne d'instrumentation complète.

GODDeSS (*Geant4 Objects for Detailed Detectors with Scintillators and SiPMs*) [283] est une extension de Geant4 prenant spécifiquement en charge la gestion des photons optiques. Celle-ci est particulièrement adaptée à la simulation des fibres optiques ou dans notre étude, des scintillateurs et des SiPM.

L'utilisation de Geant4 combinée à GODDeSS a permis de considérer les trajets optiques des photons de scintillation après leur génération : les indices de réfraction, les longueurs d'atténuation, les temps de montée ou encore la rugosité des matériaux sont pris en compte. La bibliothèque SSLG4 [284] a aussi été utilisée en complément pour décrire les propriétés du scintillateur. Celles de l'EJ-276D d'Eljen [164], scintillateur utilisé tout au long de l'étude, ont ainsi pu être importées pour la modélisation. Seules les constantes de décroissance ont été modifiées dans le fichier de configuration du scintillateur pour être remplacées par les mesures expérimentales exposées précédemment. Les temps caractéristiques de décroissance γ et neutron utilisés dans la simulation correspondent aux résultats présentés dans la sous-section 3.3.2.

1. Outil développé par Aly Elayeb, ingénieur-chercheur au CEA et Camille Queruel, stagiaire en M2 au CEA au moment du développement.

L'interface avec le SiPM est abordée dans un premier temps car GODDeSS est spécifiquement orienté vers ce photodétecteur. Un scintillateur EJ-276D cylindrique de $2,54$ *cm* de diamètre et $2,54$ *cm* de hauteur a été modélisé ainsi qu'un SiPM de $12,0$ *mm* de côté, correspondant à quatre SiPM série J-60035 placés en matrice 2×2. 100000 évènements γ et 20000 évènements neutrons sont simulés. Pour chacun d'entre eux, en cas d'interaction avec le scintillateur, une gerbe de photons de scintillation est simulée. Tous les évènements photoniques d'impact sur la surface du SiPM sont alors enregistrés. Chaque évènement est décrit par la particule primaire l'ayant généré (ici neutron ou γ), le moment de l'interaction avec la surface du SiPM, sa position (x et y dans la suite) ainsi que sa longueur d'onde. D'autres informations peuvent être obtenues mais elles ne sont pas utilisées dans cette étude.

Un script Python a été développé pour traiter les fichiers générés par la simulation Geant4. La figure 3.27 illustre les photons de scintillation s'échappant par la face du scintillateur, où est placée la matrice SiPM, et à proximité des surfaces sensibles.

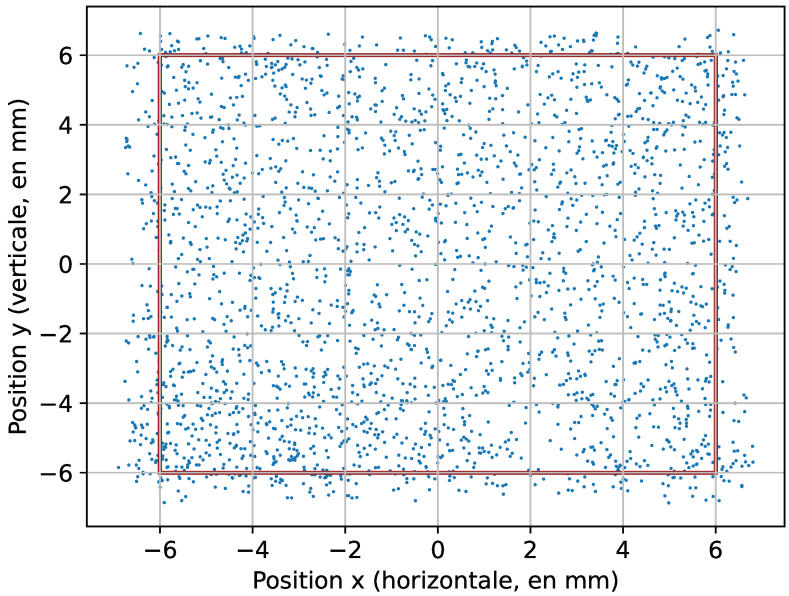

Figure 3.27 – *Positions des photons de scintillation sur le SiPM obtenues par simulation Geant4 pour un évènement neutron, le cadre rouge représente la surface des SiPM où une photodétection peut avoir lieu.*

Le script Python projette chaque photon sur une photodiode de la matrice. A partir de la longueur d'onde du photon et du rendement quantique donné en fonction de la longueur d'onde par Onsemi [60] (valable pour des surtensions de $2,5$ et $6,0$ V), le rendement quantique peut être calculé. A la longueur d'onde optimale (420 *nm* pour un J-60035), le rendement quantique est par exemple de 50 % avec une surtension de 6 V. Le facteur de remplissage peut aussi affecter le déclenchement d'une avalanche. Celui-ci est représenté par une probabilité globale mais pourrait être retranscrit plus précisément dans de futurs développements en connaissant les zones actives du SiPM. Pour chaque photon, celui-ci déclenche donc une avalanche avec une probabilité qui dépend de ces deux contributions. A partir des évènements illustrés par la figure 3.27, les avalanches simulées surviennent alors dans les micro-cellules illustrées par la

figure 3.28. Leur étalement temporel est illustré par la figure 3.29.

Pour intégrer ces résultats à la simulation SiPM, le script Python utilise les temps des avalanches pour écrire le fichier des $T_{delai,i}$, décrit dans la sous-section 3.2.2. Ce fichier est utilisé en entrée du modèle SPICE modélisant le SiPM. La figure 3.30 illustre la sortie en tension obtenue par la simulation de ce modèle avec les mêmes données que celles exposées dans la figure 3.29 et une charge de 50 Ω pour représenter la lecture. Cette valeur est typique des numériseurs de table et est recommandée dans les notes d'application d'Onsemi à propos des SiPM [285].

Pour la comparaison avec la sortie du PMT, les mêmes photons de scintillation ayant déclenché une avalanche ont été choisis. Il aurait été possible de refaire un tirage sur les photons initiaux en considérant le rendement quantique de 26 % du PMT R7724 (à 420 nm) mais pour comparer deux impulsions entre elles, le choix a été fait de considérer les mêmes photons. Le modèle de simulation choisi pour la comparaison prend en compte les différentes lois gaussiennes pour la distribution des temps de vol ainsi que la loi d'Erlang pour la distribution des temps de générations d'électrons secondaires. Il s'agit du modèle exposé dans la sous-section 3.1.4. Affecter un gain de $3,3 \times 10^6$ [$-$] au PMT modélisé (gain typique de la fiche technique) provoque la génération de fichiers de plusieurs dizaines de gigaoctets en sortie qui ne rendent pas possible l'affichage avec Python. Pour l'illustration, le gain a été réduit à $1,0 \times 10^5$ [$-$]. La figure 3.31 illustre ainsi la simulation du nombre d'électrons collectés au cours du temps sur l'anode du PMT.

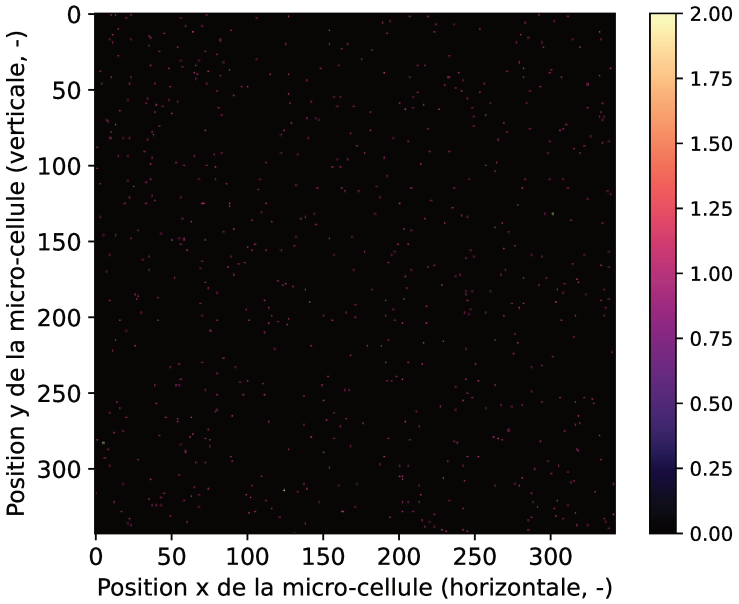

Figure 3.28 – *Nombre de micro-cellules des SiPM déclenchées suite à la simulation Geant4 d'un évènement neutron et le traitement en Python des évènements photoniques.*

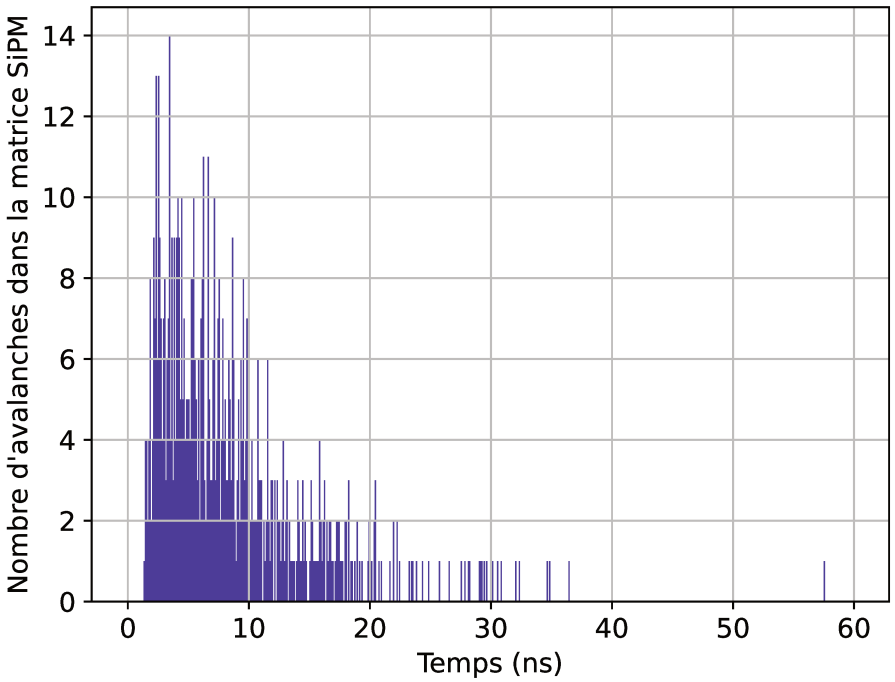

Figure 3.29 – *Nombre d'avalanches déclenchées dans le SiPM au cours du temps suite à la simulation Geant4 d'un évènement neutron et le traitement en Python des évènements photoniques.*

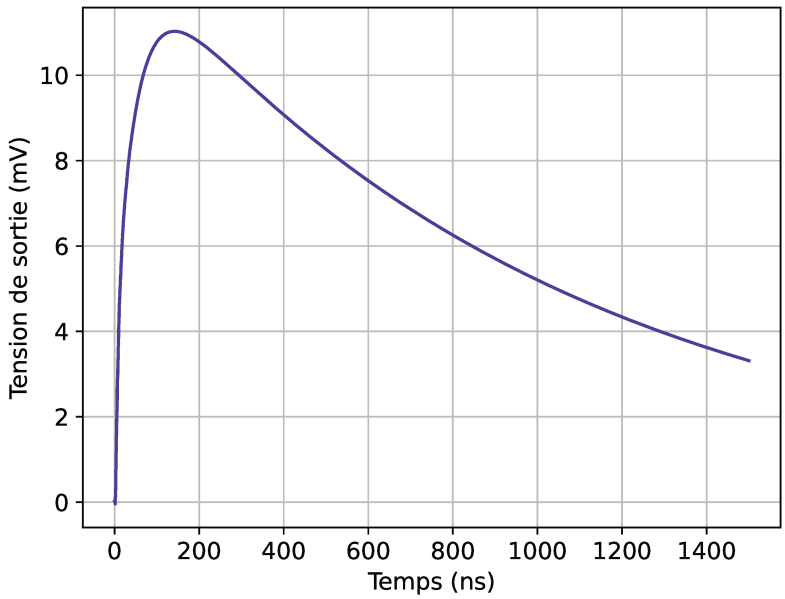

Figure 3.30 – *Impulsion en tension générée en sortie du modèle SPICE de SiPM suite à la simulation Geant4.*

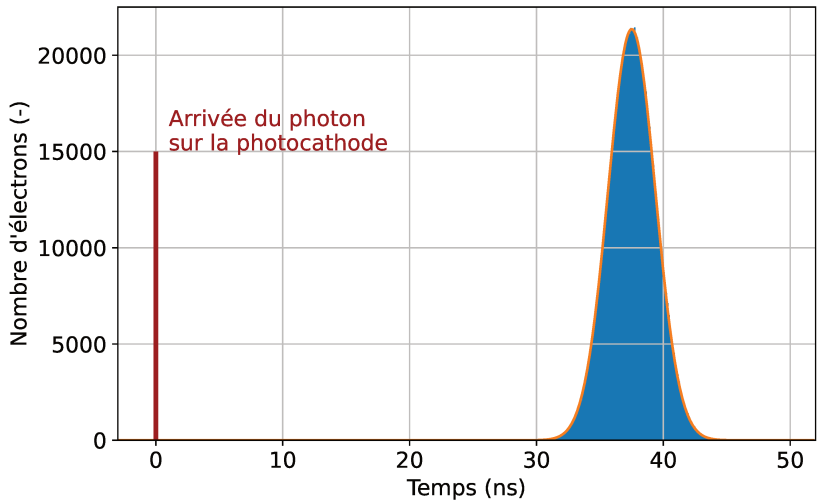

Figure 3.31 – *Nombre d'électrons collectés au cours du temps sur l'anode du PMT suite à la simulation Geant4, le modèle de simulation du PMT est celui décrit dans la sous-section 3.1.4, le pas de l'affichage est de 0,1 ns.*

Les impulsions obtenues en sortie des modèles de PMT et SiPM développés et exposés au cours de ce chapitre montrent qu'il est possible de comparer les impulsions par la simulation. Bien que le processus ait été décrit en intégralité, obtenir une métrique de discrimination de particules telle que la FoM demande une phase d'automatisation des simulations qui n'a pas été réalisée au cours de l'étude. Les simulations Geant4 permettent d'obtenir les flux lumineux générés par le modèle du scintilalteur au cours du temps. Un script Python gère la simulation des effets indésirables du SiPM et permet de générer la netlist pour la simulation SPICE. L'exécutable développé en C réalise quant à lui la modélisation du PMT. Les prochains travaux permettront d'automatiser ce traitement pour obtenir la sortie des photodétecteurs à partir des impulsions lumineuses qui ont été générées avec Geant4. Qualitativement, la comparaison des impulsions présentées dans l'étude montre cependant que le modèle PMT permet de suivre plus fidèlement les fluctuations lumineuses que le modèle SiPM. En effet, la capacité équivalente des quatre SiPM J-60035 ajoute un temps caractéristique à l'impulsion en sortie supérieur de deux ordres de grandeur à ceux de la simulation PMT. Cette différence pourrait être la cause de la différence de FoM observée expérimentalement entre SiPM et PMT mais la mise en place des perspectives évoquées dans ce chapitre pourra permettre d'en faire une évaluation quantitative.

A ce jour, les SiPM montrent des performances dégradées lors des expériences de discrimination de particules. Ce chapitre a proposé une méthode qui pourra permettre de les comparer aux PMT par la simulation. Un modèle de simulation en Python a permis de représenter la charge générée par un PMT suite à une interaction avec un flux de photons. L'étude a montré qu'un modèle gaussien est une bonne approximation de la réponse du PMT. Des études supplémentaires sont en cours pour comparer ce modèle gaussien à une simulation réaliste de transport de particules dans le PMT. Un modèle de simulation SiPM en SPICE a permis de représenter la tension générée en sortie du capteur pour un flux de photons donné. Ce modèle a ainsi permis de comparer les sorties des deux photomultiplicateurs pour une même stimulation photonique. Enfin, des signaux lumineux réalistes ont été reconstruits grâce à la caractérisation d'un scintillateur Eljen EJ-276D. Un modèle de signal lumineux suite à une interaction γ a pu être construit, ainsi que pour une interaction neutronique. Au-delà de l'objectif initial qui était de mieux comprendre les différents phénomènes physiques des capteurs, ces outils pourront aussi être utilisées pour dimensionner les futures chaînes de mesure pour la discrimination au laboratoire.

Pour tenter d'égaler les performances des PMT et améliorer les mesures de discrimination réalisées avec des SiPM, l'électronique de traitement influence directement la qualité des signaux de sortie. Le chapitre suivant s'intéresse ainsi plus particulièrement à l'impact de l'amplification des signaux SiPM sur la FoM, c'est-à-dire sur la qualité d'une mesure de discrimination de particules avec des scintillateurs plastiques.

Résumé du chapitre 3 : Simulation des photo-détecteurs pour la discrimination de particules

Ce chapitre présente les modèles de simulation développés pour la photodétection ainsi que l'obtention expérimentale de données de scintillation réalistes ; l'objectif étant de comparer les capacités intrinsèques des photodétecteurs (PMT et SiPM) pour la discrimination de particules par scintillation plastique.

- Des modèles de simulation physique pour PMT ont été développés et permettent de prendre en compte les différents phénomènes physiques prenant part à la photomultiplication.
- En première approximation, la réponse d'un PMT peut être modélisée par une gaussienne avec une moyenne correspondant au temps de vol et un écart-type correspondant à la dispersion de ce temps de vol.
- Une deuxième contribution est le temps de génération des électrons secondaires sur chaque dynode. Dans cette étude, le choix a été fait de le modéliser par une loi exponentielle. En considérant l'ensemble des dynodes, une loi d'Erlang peut alors rendre compte de l'ensemble de ces phénomènes.
- Le champ électrique et la distance entre les dynodes sont des paramètres primordiaux pour modéliser un PMT. Des images par rayons X ont ainsi été réalisées pour tenter d'obtenir ces données. La première mesure a permis d'obtenir des mesures réalistes des distances tandis que la seconde mesure a permis de réaliser une reconstruction 3D, menant à une cartographie des potentiels dans le PMT.
- Un modèle SPICE de la littérature a été utilisé comme bloc de base pour la simulation des SiPM. Celui-ci a été étendu pour permettre de modéliser des avalanches avec des temps spécifiques.
- Une expérience de scintillation a été mise en place pour reconstruire la contribution respective du scintillateur et du PMT.
- Les temps caractéristiques de décroissance du scintillateur ont été obtenus et un modèle mathématique de la réponse du scintillateur a été proposé, pour représenter la réponse aux neutrons, ainsi qu'aux rayonnements γ.
- Ces résultats ont permis de proposer une première chaîne de simulation des capteurs : la réponse du scintillateur à un rayonnement avec Geant4, un script pour gérer l'interface des données avec Python, un modèle de simulation du PMT en C et enfin, un script Python doublé d'un modèle SPICE pour la simulation du SiPM. Ces simulations ont permis une première comparaison entre SiPM et PMT pour une stimulation lumineuse donnée.

La simulation pourra à terme montrer si les PMT sont intrinsèquement meilleurs que les SiPM pour les mesures de discrimination. Quoi qu'il en soit, les SiPM présentent de nombreux avantages pour la conception d'appareils portables et l'amélioration de leurs performances permettrait d'étendre leur utilisation. Pour cela, le chapitre suivant propose d'étudier l'impact de l'électronique d'acquisition, spécifiquement l'amplification des signaux SiPM, sur la discrimination de particules.

Summary of chapter 3 : Simulation of photodetectors for particle discrimination

This chapter presents the simulation models developed for photodetection and the experimental acquisition of realistic scintillation data. The objective is to compare the intrinsic capabilities of photodetectors (PMT and SiPM) for particle discrimination by plastic scintillation.

- Physical simulation models for PMTs have been developed, allowing the various physical phenomena involved in photomultiplication to be taken into account.
- As a first approach, the response of a PMT can be modeled by a Gaussian distribution with a mean corresponding to the flight time and a standard deviation corresponding to the dispersion of this flight time.
- A secondary contribution is the generation time of secondary electrons on each dynode. In this study, the decision was made to model this using an exponential law. Considering all dynodes together, an Erlang law can then account for all of these phenomena.
- The electric field and the distance between dynodes are key parameters for modeling a PMT. X-ray images were therefore taken in an attempt to obtain this information. The first measurement provided realistic distance measurements, while the second measurement enabled a 3D reconstruction to be performed, leading to a mapping of the potentials in the PMT.
- A SPICE model from the literature was used as the basic building block for the SiPM simulation. This was extended to allow avalanches with specific times to be modeled.
- A scintillation experiment was set up to reconstruct the respective contributions of the scintillator and the PMT. The characteristic decay times of the scintillator were obtained and a mathematical model of the scintillator response was proposed to represent the response to neutrons and γ radiation.
- These results made possible the development of an initial sensor simulation chain : the scintillator's response to radiation using Geant4, a script to manage the data interface using Python, a PMT simulation model in C, and finally, a Python script coupled with a SPICE model for SiPM simulation. These simulations enabled an initial comparison between SiPM and PMT for a given light stimulus.

The simulation will ultimately show whether PMTs are inherently better than SiPMs for discrimination measurements. In any case, SiPMs offer many advantages for the design of portable devices, and improving their performance would expand their use. To this end, the following chapter proposes to study the impact of acquisition electronics, specifically SiPM signal amplification, on particle discrimination.

Chapitre 4

Apport de l'amplification pour l'identification de particules par des SiPM

Sommaire

4.1 Solutions d'amplification pour signaux SiPM dans la littérature . 126
4.1.1 Références du commerce considérées dans l'étude 126
4.1.2 Architectures d'amplification 126
4.2 Simulation des architectures d'amplification couplées au modèle SPICE de SiPM 130
4.3 Conception de circuits imprimés pour l'évaluation expérimentale des amplificateurs 134
4.3.1 Choix de conception et fabrication 135
4.3.2 Validation 136
4.4 Mesures de scintillation avec amplification pour la discrimination de particules 140
4.4.1 Réalisation du bloc de détection 140
4.4.2 Configuration des cartes 141
4.4.3 Mise en place du banc expérimental 142
4.4.4 Méthode de discrimination 142
4.4.5 Résultats 145
4.4.6 Conclusion de l'étude 149

Dans ce chapitre, l'objectif est d'étudier l'impact de l'étage de mise en forme des signaux SiPM réalisée par une amplification analogique dans le cadre de la discrimination de particules par des scintillateurs plastiques. Pour cela, certaines références d'amplificateurs opérationnels ont été sélectionnées, celles-ci se retrouvent dans la littérature pour des expériences mettant en jeu des SiPM. Les schémas envisagés pour l'étude sont ainsi présentés en section 4.1. Les simulations des schémas d'amplification a ensuite été menée pour vérifier la forme des impulsions en sortie du montage, celles-ci sont présentées en section 4.2. La section 4.3 expose les circuits imprimés qui ont ensuite été développés de façon à tester ces montages sur des signaux de scintillation. Enfin, les performances de discrimination (FoM) d'un montage sans amplification ont été comparées

avec les montages pour lesquels un amplificateur de tension est utilisé ainsi qu'un amplificateur à transimpédance. Ces expériences sont décrites dans la section 4.4. Ce travail a permis de démontrer l'intérêt de l'étage d'amplification pour la discrimination de particules avec des SiPM.

4.1 Solutions d'amplification pour signaux SiPM dans la littérature

Une revue préliminaire de la littérature a été réalisée de manière à intégrer à notre étude différentes références d'amplificateurs opérationnels, présentées en sous-section 4.1.1. Cette sélection s'accompagne des architectures utilisées pour la mise en forme de SiPM pour diverses applications, celles-ci sont exposées en sous-section 4.1.2. Les différents choix réalisés seront ainsi discutés dans chaque sous-section.

4.1.1 Références du commerce considérées dans l'étude

Pour l'étude, plusieurs caractéristiques d'intérêt sont à prendre en compte. Parmi les solutions proposées dans la littérature, le temps de montée et la bande passante sont critiques dans le domaine de la tomographie à émission de positons (TEP). L'objectif de Wang et al. [286] est ainsi de diminuer le temps de montée des impulsions avec des SiPM pour la TEP. Leur objectif étant de diminuer le temps de montée des impulsions, leur étude permet de mettre en valeur les références avec une vitesse de variation en tension et une bande passante élevées. L'ADA4899 d'Analog Devices [287] qu'ils utilisent pour la mesure temporelle ainsi que l'AD8065 [288] qu'ils utilisent pour la mesure d'énergie ont été choisis pour être testés dans l'étude. Un autre critère de choix est le rapport signal sur bruit des amplificateurs. L'ADA4899 est ainsi utilisé par Masuda et al. [289] pour des mesures avec des faibles niveaux de lumière et donc des besoins de faible bruit. La consommation doit aussi être prendre en compte pour concevoir des systèmes portables à terme. Otte et al. [290] ont développé une caméra de 11328 SiPM pour un téléscope Cherenkov. Pour cette application où la consommation individuelle devient critique, ils ont ainsi eu recours à l'AD8014 d'Analog Devices [291] qui souffre d'une bande passante à -0,1 dB limitée à 12 MHz mais bénéficie d'une consommation réduite de maximum 1,15 mA. Pour ce même compromis, Mihai et al. [292] ont utilisé l'AD8014 dans le cadre de la spectroscopie γ à haut taux de comptage, où la vitesse de variation importe aussi. Enfin, en TEP, Kuang et al. [293] se sont aussi dotés de cette référence pour leurs développements. Les références d'amplificateurs citées et utilisées dans notre étude sont rassemblées dans la table 4.1 avec quelques-unes de leurs caractéristiques. D'autres références pouvant faire l'objet d'études ultérieures ont aussi été ajoutées, le LMH6629 [294] et l'AD8009 [295], qui apparaissent dans les études pour le traitement des signaux SiPM.

Les références d'amplificateurs mentionnées peuvent être utilisées en s'appuyant sur différentes architectures, celles-ci sont décrites dans la sous-section suivante.

4.1.2 Architectures d'amplification

Les fabricants de SiPM conseillent l'utilisation d'une chaîne d'acquisition adaptée en 50 Ω [296, 297]. Cette recommandation s'applique à un cadre générique sans application cible spécifique.

Table 4.1 – *Caractéristiques des amplificateurs choisis pour l'amplification de signaux SiPM*

Référence	AD8014	AD8065	ADA4899	LMH6629	AD8009
Taux de variation ($V/\mu s$)	4000	180	310	1600	5500
Bande passante petits signaux à -3dB (MHz)	480	145	600	900	1000
Bande passante à -0,1 dB (MHz)	12	7	35	330	75
Bruit d'entrée en tension ($nV/\sqrt{\text{Hz}}$)	3,5	7	1,0	0,69	1,9
Bruit d'entrée en courant ($pA/\sqrt{\text{Hz}}$)	5	6.10^{-4}	2,6	2,6	46
Gain ou transrésistance en boucle ouverte	1300 $k\Omega$	113 dB	85 dB	78 dB	250 $k\Omega$
Consommation maximale en courant (mA)	1,15	6,4	14,7	16,7	16

Pour cette raison, l'impédance d'entrée est aussi considérée car la diminuer permet au signal en courant du SiPM de s'écouler plus rapidement, l'augmenter permet en revanche d'allonger le signal et de bénéficier de plus d'échantillons lors de la numérisation.

Dans cette section, pour un amplificateur opérationnel, les éléments internes entre les bornes inverseuses et non-inverseuses sont notés :

- R_d [Ω], la résistance équivalente,
- C_d [F], la capacité équivalente,
- A_O [$-$], le gain en boucle ouverte.

La figure 4.1 illustre les schémas d'amplificateur de tension, d'amplificateur à transimpédance et d'amplificateur de charge, considérés dans la suite de cette section.

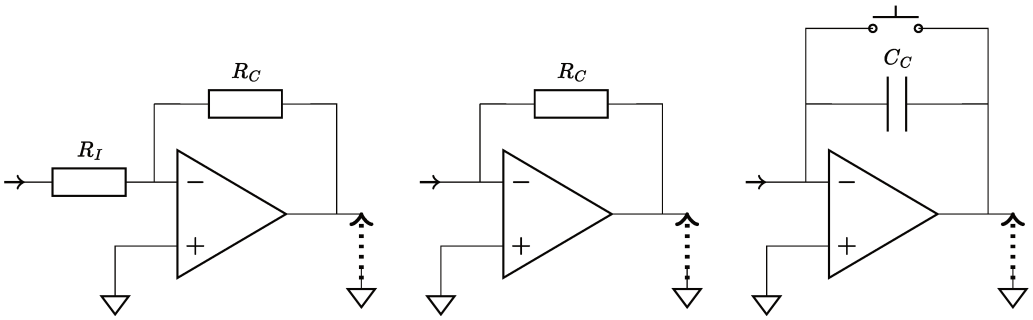

Figure 4.1 – *Architectures d'amplification utilisées avec des SiPM, de gauche à droite : amplificateur de tension, amplificateur à transimpédance et amplificateur de charge (l'interrupteur peut être un transistor ou une résistance générant un temps RC important devant les temps caractéristiques du SiPM).*

Les amplificateurs de tension (VA, *Voltage Amplifier*) ajoutent une résistance en série des signaux SiPM, et donc un temps caractéristique. Cependant, leur gain est facilement paramétrable par le biais des deux résistances utilisées. Le montage à transimpédance permet de diminuer la résistance d'entrée du montage et ainsi diminuer la durée de l'impulsion électrique pour diminuer le risque d'empilement. Cet avantage n'en est pas toujours un dans le cas où

la fréquence de numérisation est insuffisante pour décrire l'impulsion. Cet aspect pourra se révéler problématique pour les applications de discrimination de particules. Pour cette raison, l'amplificateur de charge suit le paradigme inverse et prolonge l'impulsion suivant le temps caractéristique RC lié au montage. Cette architecture permet de bénéficier de plus de points de numérisation et ainsi d'obtenir une meilleure description de l'impulsion.

Montage à amplification de tension

Pour un montage inverseur avec une résistance en série sur l'entrée R_I [Ω] et une résistance sur la contre-réaction R_C [Ω], la tension de sortie $V_{out}(t)$ [V] s'exprime en fonction de la tension d'entrée $V_{in}(t)$ [V] comme :

$$V_{out}(t) = -\frac{R_C}{R_I} V_{in}(t). \tag{4.1}$$

Le calcul des impédances d'entrée est détaillé dans les annexes 5.5. Celle de l'amplificateur de tension vaut :

$$Z_{in,VA} = R_I + \frac{R_C.R_d}{R_d(1+A_O) + R_C(1+j\omega.R_d.C_d)}. \tag{4.2}$$

En considérant un courant qui tend vers zéro sur les bornes d'un amplificateur idéal, il est possible de réécrire l'impédance d'entrée :

$$R_d \to +\infty,\ A_O \gg 1,\ C_d \to 0 \Rightarrow Z_{in,VA} \approx R_I + \frac{R_C}{A_O} \tag{4.3}$$

$$R_I \gg \frac{R_C}{A_O} \Rightarrow Z_{in,VA} \approx R_I. \tag{4.4}$$

Approximer l'impédance d'entrée par R_I permet de réécrire $V_{in} = R_I.I_{in}$ ainsi que :

$$V_{out}(t) = -R_C.I_{in}(t). \tag{4.5}$$

Montage à transimpédance

Lorsque le temps d'arrivée de l'évènement est mesurée, comme en ToF-PET, le temps de montée doit être aussi court que possible de façon à ce que le déclenchement se fasse au plus tôt. Dans ces conditions, le SiPM doit pouvoir délivrer sa charge rapidement et profite d'une architecture d'amplification à l'impédance d'entrée aussi faible que possible. Pour adresser cette problématique, il est possible d'utiliser un montage à transimpédance (TIA, *TransImpedance Amplifier*) dont la tension en sortie du montage, $V_{out}(t)$ [V], s'exprime comme :

$$V_{out}(t) = -R_C.I_{in}(t), \tag{4.6}$$

avec R_C la résistance placée en contre-réaction dans le montage [Ω] et I_{in} le courant d'entrée [A], c'est-à-dire celui fourni par le SiPM. Les architectures d'amplification utilisées en ToF-PET sont ainsi généralement des montages à transimpédance dont l'impédance d'entrée vaut (se référer à l'annexe 5.5 pour le détail du calcul :

$$Z_{in} = \frac{R_C.R_d}{R_d(1+A_O) + R_C(1+j\omega.R_d.C_d)}, \tag{4.7}$$

avec A_O le gain en boucle ouverte de l'amplificateur [-]. Lorsque les capacités parasites sont négligées et avec les approximations considérées pour l'amplificateur de tension, l'impédance d'entrée peut se réécrire :

$$Z_{in} = \frac{R_C}{A_O}. \tag{4.8}$$

A titre d'exemple, pour un gain compris entre 10^4 et 10^6 et une résistance de 100 Ω, un montage possède une impédance d'entrée de moins de 10 $m\Omega$.

Montage amplificateur de charge

Les montages à amplificateur de charges (CSA, *Charge-Sensitive Amplifier*) prennent une place importante dans les mesures de calorimétrie à évènements rares. En effet, le condensateur placé sur la contre-réaction intègre la charge générée par le SiPM et joue le rôle d'un filtre passe-bas. cette stratégie permet d'allonger le signal pour mieux le définir lors de la numérisation. La tension de sortie de ce montage s'exprime comme :

$$V_{out}(t) = -\frac{1}{C_C}.\int_0^t I(t).dt, \tag{4.9}$$

avec $I(t)$ le courant en entrée du montage [A] et C_C le condensateur placé sur la contre-réaction du montage. Le calcul de l'impédance d'entrée pour un montage intégrateur non-idéal est présenté en annexe 5.5. En tenant compte de la résistance R_d [Ω] et capacité C_d [Ω] équivalentes entre les bornes inverseuse et non-inverseuse, placées en parallèle, l'impédance d'entrée du montage s'exprime comme :

$$Z_{in} = \frac{V_{in}}{I_{in}} = \frac{R_d}{1+j\omega.R_d[(1+A_O)C_C + C_d]}. \tag{4.10}$$

En considérant l'amplificateur idéal, cette expression se simplifie :

$$R_d \to +\infty,\ A_O \gg 1,\ C_d \to 0 \Rightarrow Z_{in} \approx \frac{1}{j\omega.A_O.C_C}. \tag{4.11}$$

Synthèse

Chaque architecture possède des avantages et des contreparties. Une impédance d'entrée plus faible permet au courant généré par le SiPM de se décharger plus rapidement. Le montage peut aussi réaliser une opération sur le signal d'entrée, comme le fait l'intégrateur. Pour un ADC

donné, le nombre de points décrivant l'impulsion peut être augmenté en allongeant l'impulsion. Cependant, cette stratégie s'expose au risque d'empilement dans des applications à haut taux de comptage. Le choix d'une architecture d'amplification est donc une question de compromis et dépend de l'application visée.

Les amplificateurs de charge ont été écartés de l'étude dans la suite du chapitre et ceci pour plusieurs raisons. Tout d'abord, s'agissant de circuits intégrateurs, ces schémas allongent l'impulsion de courant générée par le SiPM. Cet aspect permet en calorimétrie ou de manière générale dans les applications à évènements rares de décrire les évènements avec plus de points de numérisation. Cependant, dès lors que le taux de comptage augmente, la probabilité d'empilement augmente à cause de cet allongement. Dans le domaine du démantèlement, de la sûreté et de la sécurité, les contraintes ne sont pas celles de la mesure d'évènements rares car des activités de plusieurs mégabecquerels peuvent être observées. De plus, la capacité sur la contre-réaction dans les montages intégrateurs ajoutent un effet de filtrage lorsqu'elle se combine à l'impédance d'entrée de l'amplificateur, pouvant ainsi occulter des variations utiles pour la discrimination. Enfin, lors des essais, chaque référence d'amplificateur a demandé une adaptation différente pour annuler les oscillations pouvant apparaître sur ce type de montage en raison de la charge capacitive. Les différents schémas ne sont alors plus comparables entre eux et il n'est pas possible d'en tirer de conclusions.

Pour les références et les montages choisis, une étape de simulation est nécessaire afin d'extraire leurs caractéristiques et leur influence sur la forme du signal de sortie par rapport au signal d'entrée.

4.2 Simulation des architectures d'amplification couplées au modèle SPICE de SiPM

Les simulations réalisées avec le logiciel LTSpice [272] ont tout d'abord pris en compte des entrées sinusoïdales avant d'intégrer le modèle de simulation SiPM décrit en section 3.2. Les modèles équivalents des AD8065 et ADA4899 sont déjà présents dans les bibliothèques de composants de LTSpice, cependant, le modèle de l'AD8014 doit être importé pour être intégré dans les simulations.

Table 4.2 – *Bandes passantes des montages amplificateurs obtenues en simulation*

Configuration		**Gain**	**Bande passante (-3 dB)**
AD8014	TIA	40,0 dB [$V.A^{-1}$]	150 MHz
	VA	20,0 dB [$V.V^{-1}$]	46 MHz
AD8065	TIA	40,0 dB [$V.A^{-1}$]	126 MHz
	VA	20,0 dB [$V.V^{-1}$]	6 MHz
ADA4899	TIA	40,0 dB [$V.A^{-1}$]	457 MHz
	VA	20,0 dB [$V.V^{-1}$]	21 MHz

Les simulations ont ensuite été menées en utilisant un modèle électrique équivalent de SiPM. Il s'agit du modèle décrit en détails dans la section 3.2. Celui-ci est utilisé pour générer des signaux d'entrée réalistes avec l'exemple d'un rayonnement γ ci-après. Les expériences décrites dans la section 3.3 ont permis d'obtenir les paramètres de décroissance d'une impulsion lumineuse de scintillateur EJ-276D d'Eljen [164]. Le nombre de photons de scintillation correspond à l'énergie déposée par un rayonnement ionisant. Ce scintillateur génère 8600 photons par MeV électron-équivalent d'énergie déposée. Les simulations réalisées prennent l'exemple de 129 photons détectés par le SiPM, c'est-à-dire 129 photodiodes actives. Plusieurs phénomènes physiques diminuent le nombre de photons détectés par rapport à l'énergie de la particule ionisante initiale. Tout d'abord, les scintillateurs ont une probabilité très faible de permettre une absorption photoélectrique, le rayonnement γ ne dépose pas l'intégralité de son énergie. En scintillation plastique, les spectres sont marqués par le front Compton et l'absence de pic photoélectrique dans le spectre en énergies. L'énergie déposée est donc moindre par rapport à l'énergie du rayonnement. De plus, tous les photons générés ne se retrouvent pas sur la fenêtre de détection du SiPM après leur trajet dans le scintillateur. Ils peuvent être absorbés ou s'échapper par une autre fenêtre. Enfin, le SiPM présente une efficacité de photon détection d'environ 50 % pour le modèle considéré dans la suite de l'étude (Onsemi J-60035) à la longueur d'onde d'émission maximale de l'EJ-276D (425 nm). 129 photodiodes actives de SiPM modélisées permettent ainsi d'obtenir un premier ordre de grandeur pour une simulation réaliste avec la prise en compte de ces contributions. Les premières simulations ont montré que les SiPM présentent dans ce cas une amplitude de l'ordre de quelques dizaines de millivolts, ce qui correspond à ce qui est observé par l'expérience. Les temps utilisés pour le déclenchement des photodiodes du SiPM dans les simulations de cette section sont illustrés par l'histogramme de la figure 4.2.

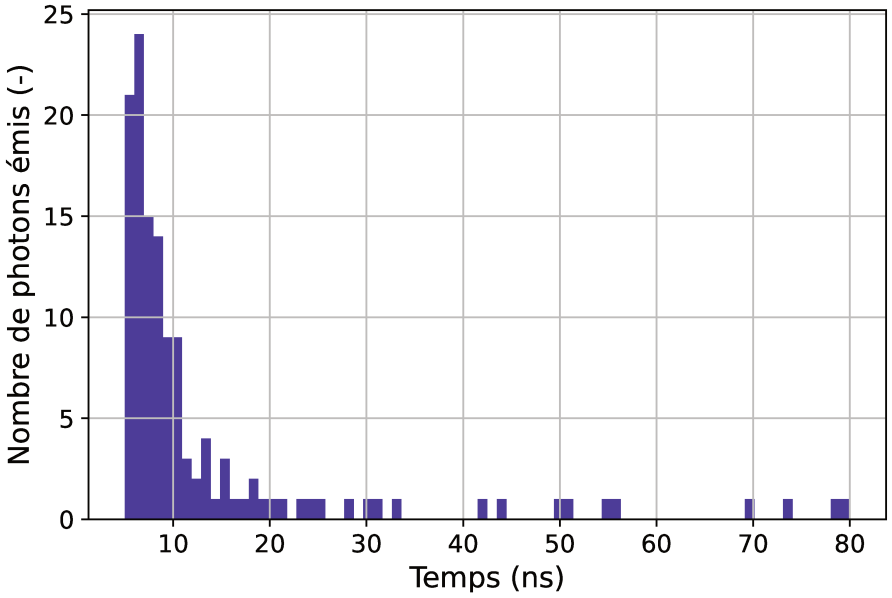

Figure 4.2 – *Distribution temporelle utilisée comme temps de détection des photons sur le SiPM, le protocole d'obtention est décrit en section 3.3.*

Ces données d'entrée permettent de déclencher l'avalanche dans chaque photodiode individuellement. Le modèle électrique équivalent pour la simulation SPICE est connecté à une impédance

de lecture de 50 Ω avec 15 pF en parallèle pour dénoter une capacité parasite de lecture, provenant par exemple de l'oscilloscope, des câbles ou des connecteurs. La valeur de 50 Ω est celle conseillée par le constructeur Onsemi dans ses notes d'application.

Les amplificateurs de tension ont été simulés en plaçant une résistance de 50 Ω en série avec l'anode avant de parvenir à l'entrée inverseuse. L'impédance d'entrée est ainsi d'environ 502 Ω, de façon à comparer les résultats avec la configuration précédente, sans amplification. Une résistance de 500 Ω est placée sur la contre-réaction vers l'entrée inverseuse. Ce montage en amplificateur de tension possède ainsi une amplification théorique de 10 (-). Des condensateurs de 10 pF ont été placés sur chaque nœud du montage pour rendre compte des capacités parasites qui sont présentes sur un circuit imprimé. L'impédance de lecture sur la sortie est la même que précédemment (50 Ω//15 pF). Le montage simulé est illustré par la figure 4.3. Les mêmes données d'entrée que la simulation sans amplification sont utilisées. L'ADA4899 est utilisé pour la simulation de l'amplificateur de tension car les autres références présentent des oscillations dues au modèle SiPM qui ne se retrouvent pas par l'expérience. Ce comportement peut être dû à des éléments parasitiques qui n'ont pas été modélisés. L'ajout d'un condensateur de 200 pF a permis de simulé les références AD8014 et AD8065 mais les schémas ne sont donc plus comparables entre eux. Le schéma impliquant 129 cellules étant complexe, les modèles et les heuristiques utilisées dans l'outil ne permettent pas de faire converger toutes les simulations.

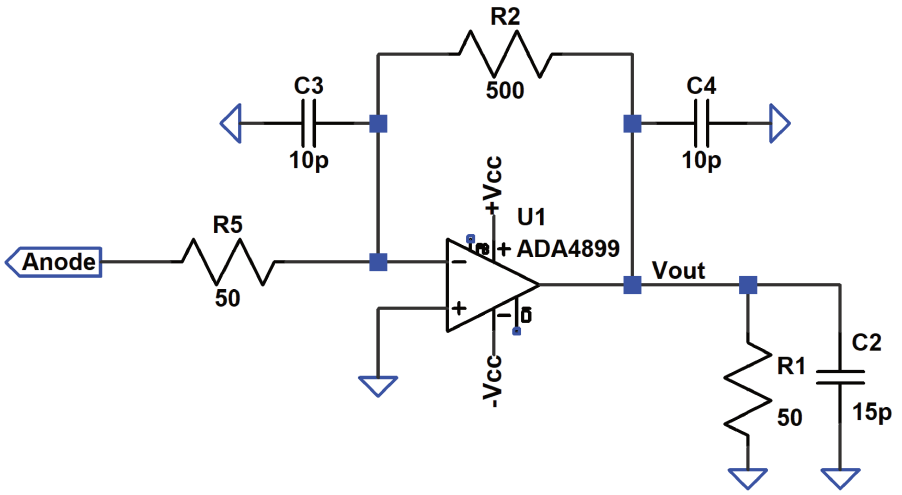

Figure 4.3 – *Schéma électrique de l'amplificateur de tension avec la référence ADA4899 modélisé pour la simulation de l'amplification du signal SiPM, l'impédance de lecture modélisée est de 50 Ω//15 pF et des condensateurs de 10 pF représentent les capacités parasites du montage.*

Sans amplification, le signal de sortie simulé présente un temps de montée (10-90 %) de 44, 8 ns, une amplitude de 16, 1 mV et un temps caractéristique de décroissance de 352, 0 ns. Le signal en sortie du montage amplificateur de tension (illustré par la figure 4.3) y est comparé : il présente un temps de montée (10-90 %) de 48, 0 ns, une amplitude de 164, 1 mV et un temps caractéristique de décroissance de 331, 5 ns. Le gain simulé par le montage est de 10, 2, avec un écart à la théorie pouvant s'expliquer par les résistances parasites prises en compte pour l'amplificateur ou encore les impédances d'entrée et de contre-réaction qui ne sont pas purement résistives. L'impulsion générée en sortie du montage amplificateur de tension est comparée à l'impulsion non amplifiée dans la figure 4.4, où les impulsions sont normalisées.

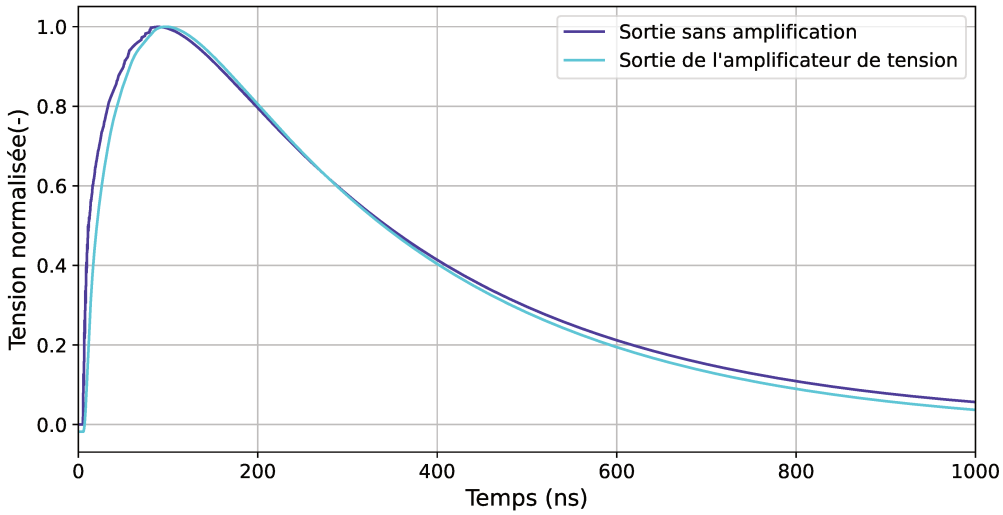

FIGURE 4.4 – *Comparaison des simulations SPICE de l'évolution temporelle de la tension en sortie des montages, avec et sans amplificateur de tension (ADA4899).*

Le montage transimpédance utilisé pour la comparaison des simulations est illustré par la figure 4.5. Celle-ci présente les mêmes capacités parasitiques pour le schéma précédent. Une résistance de contre-réaction de 200 Ω est placée sur la contre-réaction. Un condensateur de 200 pF est ajouté en parallèle pour éviter les oscillations générées par le modèle, si des oscillations surviennent en expérience, il doit donc être possible de placer un condensateur en parallèle pour éviter ce comportement. le signal de sortie présente alors une amplitude de $179,8\ mV$ pour un temps de montée (10-90 %) de $31,2\ ns$ et une décroissance avec un temps caractéristique de $112,7\ ns$. L'impulsion générée en sortie du montage transimpédance est comparée à l'impulsion non amplifiée dans la figure 4.6, où les impulsions sont normalisées.

La synthèse des résultats de simulation prenant en compte les impulsions du modèle SiPM est présentée dans le tableau 4.3.

Une fois ces simulations réalisées, des circuits imprimés sont conçus de façon à tester les schémas modélisés par l'expérience.

TABLE 4.3 – *Résultats de simulation SPICE des montages amplificateurs*

Montage	Sans amplification	VA	TIA
Temps de montée	$44,8\ ns$	$48,0\ ns$	$31,2\ ns$
Temps caractéristique de décroissance	$352,0\ ns$	$331,5\ ns$	$112,7\ ns$
Amplitude	$16,1\ mV$	$164,1\ mV$	$180,2\ mV$
Gain	-	$10,2\ (-)$	$112,9\ V.A^{-1}$

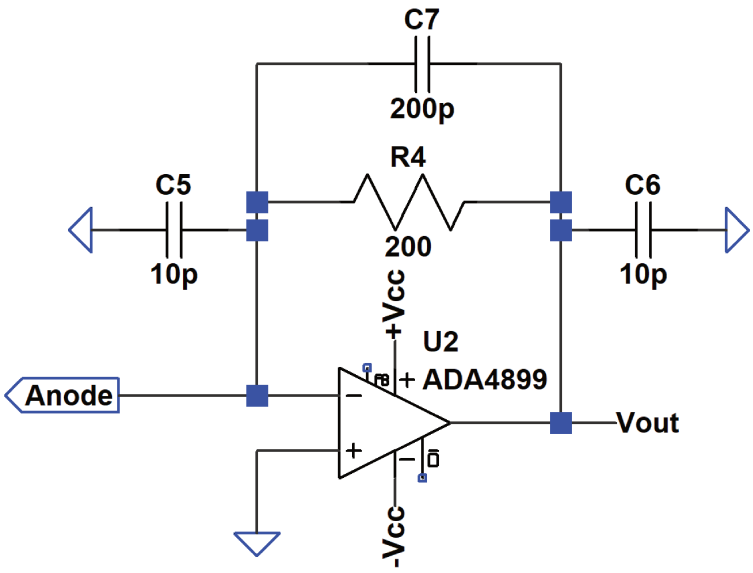

FIGURE 4.5 – *Schéma électrique de l'amplificateur transimpédance avec la référence ADA4899 modélisé pour la simulation de l'amplification du signal SiPM, l'impédance de lecture modélisée est de 50 Ω//15 pF et des condensateurs de 10 pF représentent les capacités parasites du montage.*

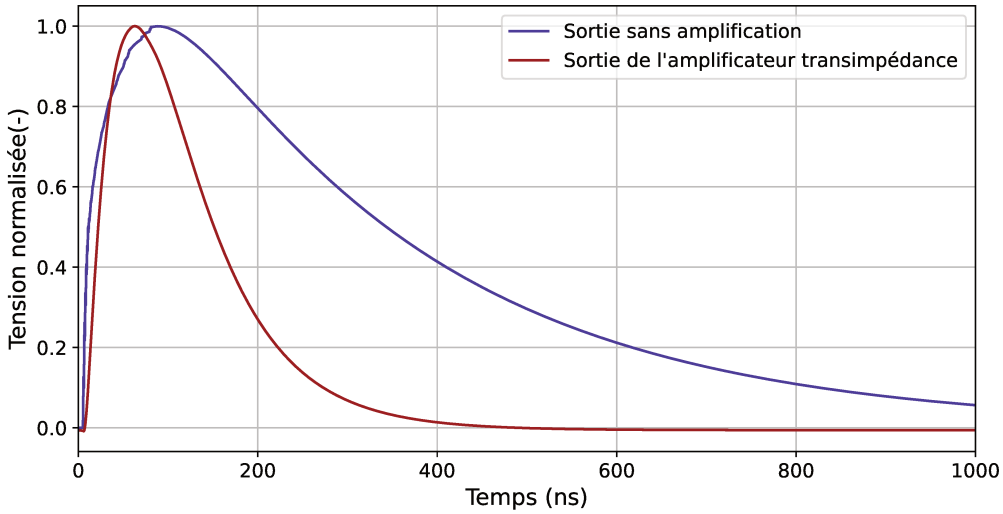

FIGURE 4.6 – *Comparaison des simulations SPICE de l'évolution temporelle de la tension en sortie des montages, avec et sans amplificateur transimpédance (ADA4899).*

4.3 Conception de circuits imprimés pour l'évaluation expérimentale des amplificateurs

Le développement des cartes électroniques a été réalisé avec le logiciel Kicad [298]. Une carte a été conçue pour convenir à toutes les configurations (TIA, VA et CSA) avec d'éventuels ajouts possibles d'éléments passifs sur chaque branche. La conception de la carte est décrite dans la

sous-section 4.3.1 avant de valider son comportement expérimentalement en sous-section 4.3.2. La référence de SiPM choisie pour ce chapitre est la J-60035 avec quatre pixels d'Onsemi (ARRAYJ-60035-4P-PCB [275]). Ce choix permet un compromis entre surface de détection et capacité équivalente du détecteur, en sachant que les quatre anodes des SiPM sont connectées en parallèle de façon à sommer le courant générée par chacune. En effet, une plus grande surface de collection des photons de scintillation permet un signal de plus grande amplitude et donc un signal électrique plus fidèle au signal lumineux. Cependant, un plus grand nombre de SiPM augmente aussi la capacité équivalente du capteur et donc la durée des impulsions.

4.3.1 Choix de conception et fabrication

Pour la polarisation du SiPM, la tension proviendra d'une alimentation CAEN DT5485 [299] ou d'une alimentation de table et est filtrée sur la carte par un condensateur de 100 nF ainsi qu'une résistance de 50 Ω. Cette dernière permet aussi de protéger le SiPM en cas d'une élévation de tension non désirée. Cette tension est ensuite répartie sur les quatre cathodes du bloc SiPM. L'alimentation des amplificateurs est fournie par deux rails prévus pour $\pm 5\ V$. Chacune de ces alimentations est doublée d'un condensateur pour fournir du courant en cas de variation de la tension de sortie.

Le PCB du SiPM, illustrée par les figures 4.9 et 4.8, se place sur un connecteur dédié. Par défaut, la sortie d'un seul SiPM est connectée tandis que les autres sorties peuvent être activées par l'ajout d'une résistance 0 Ω. Deux connecteurs BNC sont utilisés, l'un pour la polarisation et le second pour la sortie de l'amplification.

Un réseau de compensation R//C peut être placé en parallèle de l'anode, vers la masse et deux emplacements sont prévus en série avant l'entrée inverseuse de l'amplificateur. L'entrée non-inverseuse est reliée à la masse par deux emplacements en parallèle, le plus courant étant d'y placer une résistance 0 Ω. La boucle de contre-réaction permet de placer deux composants en parallèle, une résistance pour les schémas VA et TIA, additionnée d'un condensateur pour le CSA. Les empreintes des références AD8014, AD8065 et ADA4899 étant identiques, une même carte permet de toutes les intégrer dans ce premier schéma.

Enfin, des points de tests sont disposés à tous les nœuds pour tester la carte ou y injecter des signaux. L'ensemble est décrit dans la figure 4.7 qui illustre le schéma électrique réalisé avec le logiciel Kicad [298].

Le placement des composants ainsi que le routage des pistes sont réalisés avec Kicad [298]. La figure 4.8 illustre le résultat. La plupart des traces et composants se trouvent sur la face avant, visible sur la figure, la face arrière comporte uniquement les pistes pour les alimentations $\pm 5\ V$, le reste étant un plan de masse.

Trois cartes ont été assemblées avec les références mentionnées précédemment : AD8014, AD8065 et ADA4899. Toutes les sorties de SiPM sont connectées, le circuit de compensation n'est pas utilisé et l'entrée non-inverseuse est connectée à la masse.

Une fois les cartes assemblées, leur fonctionnement a été validé expérimentalement, ces tests sont présentés dans la sous-section suivante.

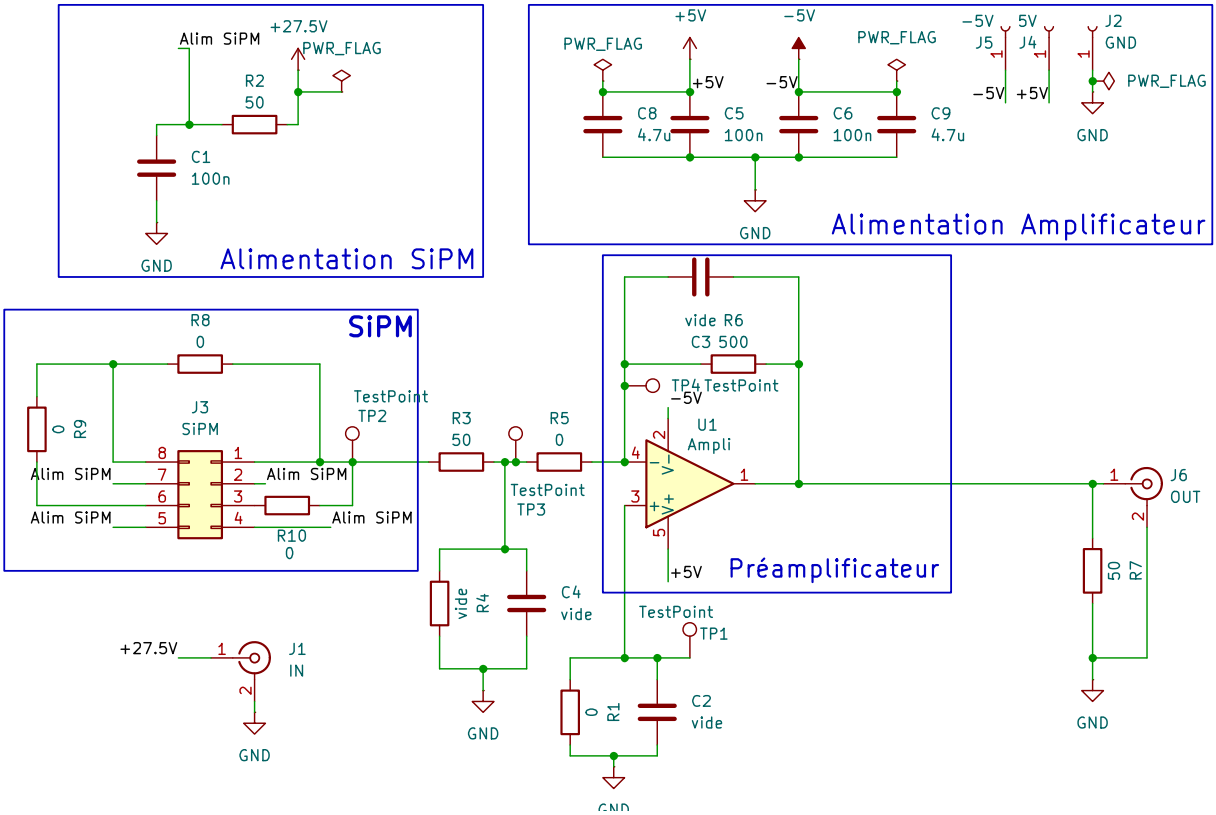

Figure 4.7 – *Schéma électrique de la carte d'amplification réalisée pour SiPM J-60035, les valeurs indiquées le sont à titre indicatif pour un amplificateur de tension avec* 50 Ω *en lecture (logiciel Kicad [298]).*

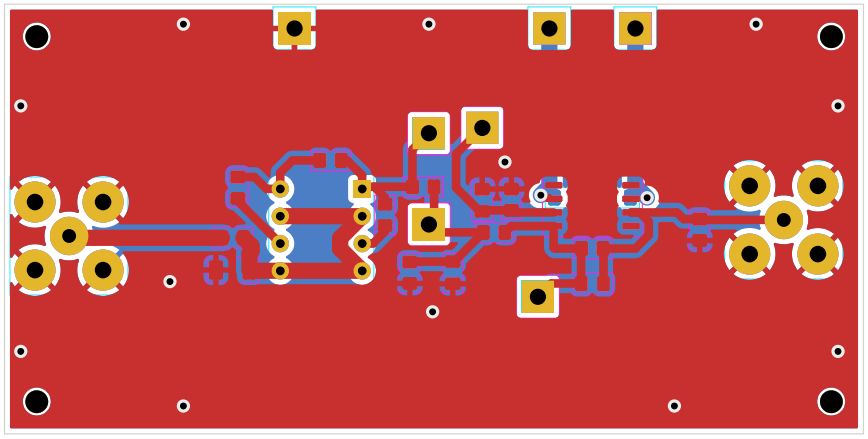

Figure 4.8 – *Placement et routage de la carte d'amplification réalisée pour SiPM J-60035, les valeurs indiquées le sont à titre indicatif pour un amplificateur de tension avec* 50 Ω *en lecture (logiciel Kicad [298]).*

4.3.2 Validation

Dans un premier temps, un test fonctionnel a été réalisé dans le domaine temporel pour vérifier la présence de signaux en sortie lors de l'injection d'un signal d'entrée. Un analyseur de

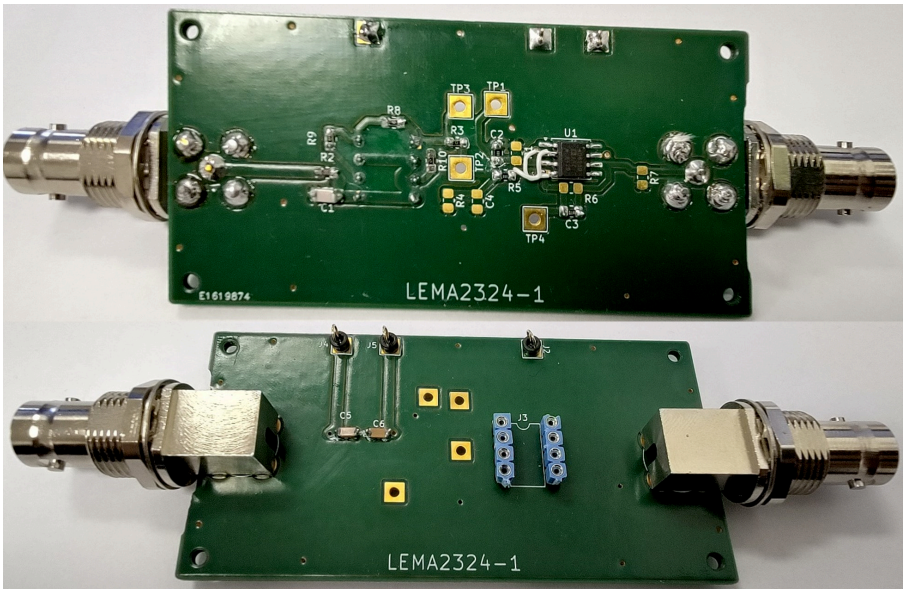

Figure 4.9 – *Carte d'amplification utilisée pour recevoir les différents montages, le support bleu à huit emplacements reçoit le SiPM J-60035.*

réseau vectoriel (VNA, *Vector Network Analyzer*) est ensuite utilisé pour valider ou du moins comparer les performances de la carte à la simulation. Le VNA utilisé est un E5061B-3L4 de Keysight [300]. Les fréquences testées couvrent la gamme de fréquences des impulsions SiPM, la bande $[5\ Hz\ ;\ 1,5\ GHz]$ a ainsi été considérée. Le bruit annoncé sur le tracé des diagrammes est de 5 mdB_{RMS}.

Les résultats sont présentés sous la forme de diagramme de Bode, le gain est exprimé en décibels (dB). En notant G_0, le gain aux basses fréquences : $G_0 = G(f \to 0)$, une ligne bleu clair est tracée en pointillés sur chaque figure pour représenter le gain à $-3\ dB$ et donc la bande passante à $-3\ dB$ expérimentale de chaque carte. Les figures 4.10, 4.11 et 4.12 illustrent ces diagrammes respectivement pour l'AD8014, l'AD8065 et l'ADA4899 avec pour chacun les montages VA et TIA.

Les bandes passantes à $-3\ dB$ mesurées expérimentalement sont ainsi de :

- 79 MHz en VA et 247 MHz en TIA pour l'AD8014,
- 14 MHz en VA et 33 MHz en TIA pour l'AD8065,
- 30 MHz en VA et 43 MHz en TIA pour l'ADA4899.

Ces différences par rapport à la simulation peuvent s'expliquer par les différents éléments parasites de la carte comme les inductances et capacités parasites des lignes ou encore les couplages capacitifs avec le plan de masse par exemple. Les câbles et connecteurs utilisés sont aussi être la source de capacité parasite. Le câble coaxial utilisé [301] possède par exemple une capacité équivalente de $83,3\ pF/m$. Enfin, pour injecter les signaux du VNA en se plaçant au plus proche de la sortie du SiPM, la couche de vernis des PCB a été érodée de façon à y placer un connecteur BNC. Cet assemblage peut avoir ajouter des inductances et capacités parasites au montage. De plus, l'ajout du connecteur a été réalisé pour chaque carte et des variations ont pu apparaître entre les trois montages, ajoutant une autre variation entre les résultats par référence.

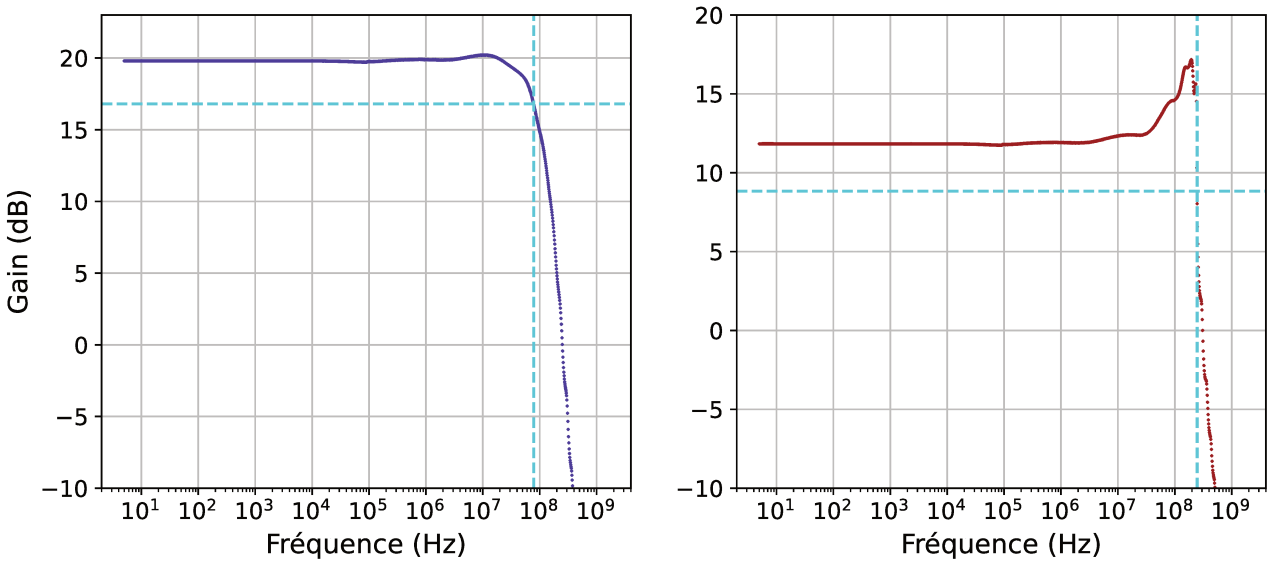

Figure 4.10 – *Réponses fréquentielles en gain obtenues expérimentalement avec l'**AD8014** sur la carte d'amplification, en bleu clair est tracé le gain basses fréquences $G_0 - 3$ dB. A gauche sont présentés les résultats pour le montage VA et à droite pour le montage TIA.*

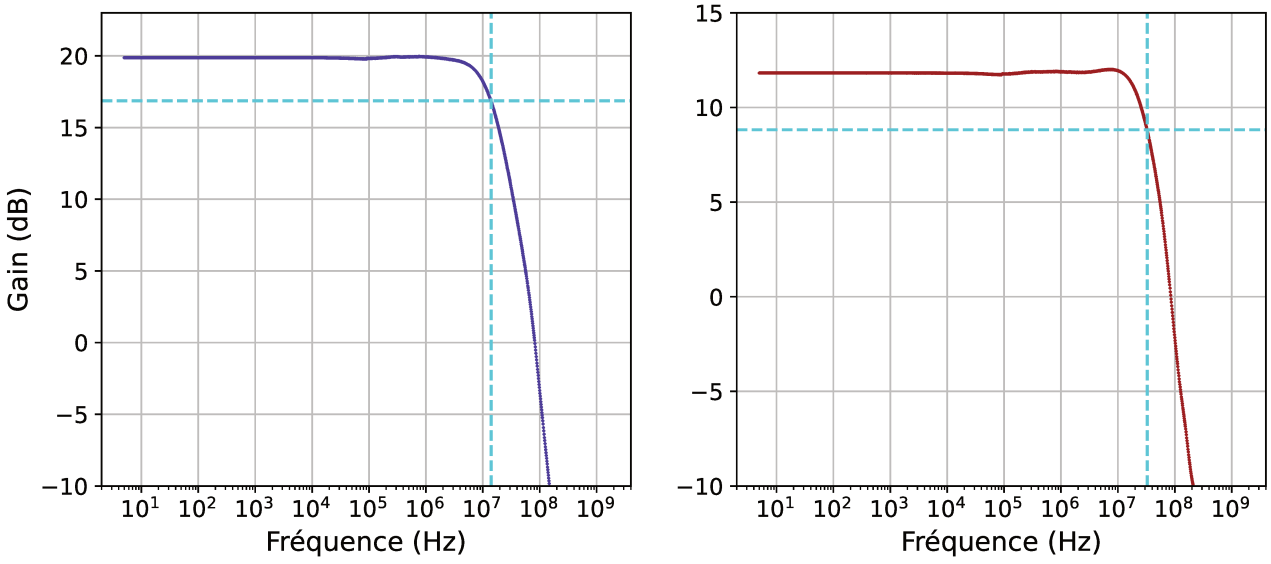

Figure 4.11 – *Réponses fréquentielles en gain obtenues expérimentalement avec l'**AD8065** sur la carte d'amplification, en bleu clair est tracé le gain basses fréquences $G_0 - 3$ dB. A gauche sont présentés les résultats pour le montage VA et à droite pour le montage TIA.*

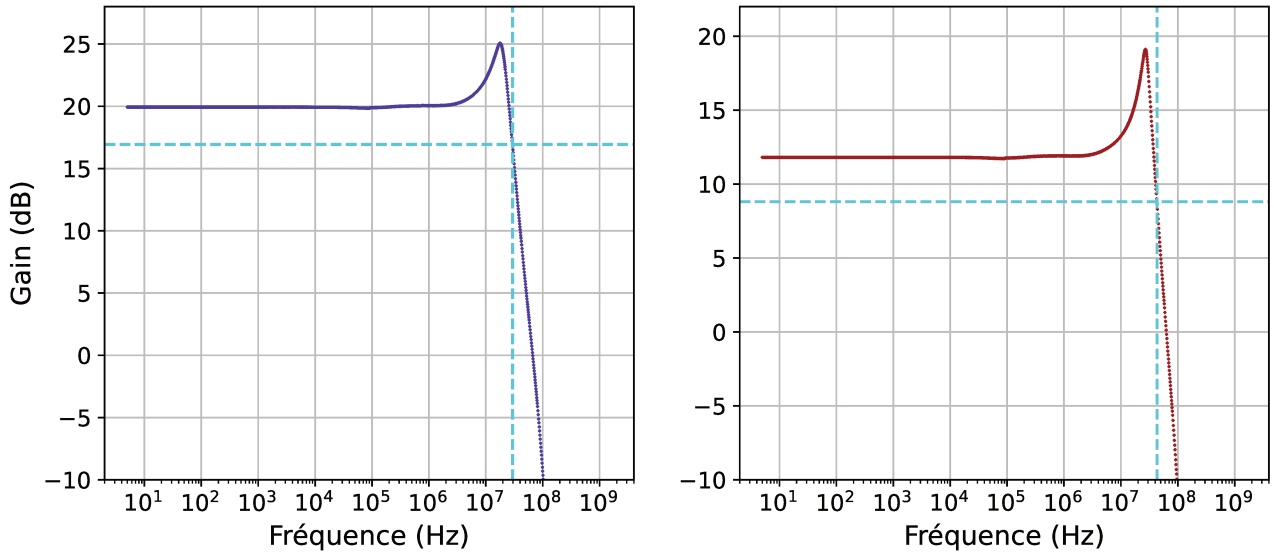

FIGURE 4.12 – *Réponses fréquentielles en gain obtenues expérimentalement avec l'**ADA4899** sur la carte d'amplification, en bleu clair est tracé le gain basses fréquences $G_0 - 3$ dB. A gauche sont présentés les résultats pour le montage VA et à droite pour le montage TIA.*

Les gains aux basses fréquences ($f \to 0$) G_0 est exprimé pour chaque configuration et référence dans le tableau 4.4, il s'agit des valeurs renvoyées par le VNA. Lors de l'émission du signal, celui-ci possède une impédance de sortie de 50 Ω. Pour 100 mV émis par le VNA, si la sortie est connectée à son entrée sans circuit intermédiaire, les 100 mV se divisent en deux entre l'impédance de sortie et celle de l'entrée. Ainsi, l'entrée recevant $50,0$ mV considère un gain de 1.

En connectant la sortie du VNA sur l'amplificateur de tension, une tension théorique de $50,5$ mV apparaît en entrée du montage, les 100 mV se répartissant entre les 50 Ω de l'impédance de sortie et les 51 Ω d'impédance d'entrée de la carte testée. Le gain du montage à amplificateur de tension de $511/51 = 10,02$ [−] génère une tension de $50,5 \times 10,02 = 506$ mV en sortie. L'entrée du VNA mesure alors un gain du montage testé de $506/50,0 = 10,1$ [−]. La conversion en décibels :

$$20log(10,1) = 20,1\ dB \tag{4.12}$$

donne ainsi la valeur théorique des schémas VA qui correspond aux valeurs obtenues en simulation.

En connectant la sortie du VNA sur l'amplificateur à transimpédance, pour 100 mV, 2 mA sont générés, de par l'impédance de sortie de 50 Ω. Le TIA ayant un gain de 100 $V.A^{-1}$ (correspondant à R_C), 200 mV sont observés en sortie du montage. L'entrée du VNA mesure alors un gain du montage testé de $200/50,0 = 4,0$ [−]. La conversion en décibels :

$$20log(4,0) = 12,0\ dB \tag{4.13}$$

donne ainsi la valeur théorique des schémas TIA qui correspond aux valeurs obtenues en simulation.

Les résultats expérimentaux des caractérisations avec le VNA sont résumés dans le tableau 4.4.

Plusieurs aspects peuvent être la cause du léger écart entre la théorie et la valeur expérimentale obtenue. Le premier étant la précision du ohmmètre utilisé, bien qu'il fournisse des valeurs avec une résolution de 10 Ω, celui-ci possède sa propre incertitude. Les pistes de la carte pour les signaux du SiPM possèdent aussi une impédance parasite qui vient affaiblir le signal de sortie. Celle-ci étant plutôt inductive et capacitive car la résistance série équivalente des lignes est de l'ordre de quelques milliohms. La carte est la principale source d'incertitudes car les connecteurs et câbles utilisés pour la mesure ont été pris en compte lors de l'étalonnage du VNA. Les ordres de grandeur des bandes passantes observées sont cohérentes avec la simulation, elles permettent de valider l'absence d'erreur majeure dans le routage de la carte. Les différences peuvent s'expliquer par la sous-estimation des capacités parasites dans la simulation, des éléments parasites des soudures qui n'avaient pas été pris en compte ou encore de la connexion utilisée pour l'injection du signal. Ces tests de validation garantissent ainsi qu'il est possible de s'appuyer sur les montages pour comparer leur performance pour la discrimination de particules. La section suivante décrit la mise en place et les résultats de ces expériences.

Table 4.4 – *Gains basses fréquences expérimentaux des montages amplificateurs de tension et transimpédance obtenus au VNA*

Configuration		G_0
AD8014	TIA	11,8 dB $[V.A^{-1}]$
	VA	19,8 dB $[V.V^{-1}]$
AD8065	TIA	11,8 dB $[V.A^{-1}]$
	VA	19,9 dB $[V.V^{-1}]$
ADA4899	TIA	11,8 dB $[V.A^{-1}]$
	VA	19,9 dB $[V.V^{-1}]$

4.4 Mesures de scintillation avec amplification pour la discrimination de particules

Une fois les cartes caractérisées sur des entrées de test, un bloc détecteur composé d'un SiPM et d'un scintillateur a été assemblé pour s'interfacer avec la carte. La sous-section 4.4.1 décrit la conception de ce bloc détecteur. La configuration des cartes est présentée dans la sous-section 4.4.2 tandis que le banc expérimental est décrit par la sous-section 4.4.3. L'objectif est de mesurer l'impact des cartes d'amplification sur la mesure de discrimination, la méthode de discrimination utilisée est décrite dans la sous-section 4.4.4 et les résultats obtenus sont présentés en sous-section 4.4.5.

4.4.1 Réalisation du bloc de détection

Comme mentionné précédemment, le SiPM utilisé est un Onsemi série J-60035 avec quatre pixels distincts (ARRAYJ-60035-4P-PCB [275]. Le scintillateur utilisé pour cette étude a été conçu et fabriqué au laboratoire par Frangville et al. [302], il s'agit d'un scintillateur cylindrique

triple discriminant dopé au lithium 6 (0,5 % massique) de 2,54 cm (un pouce) de diamètre et 2,54 cm de hauteur. En plus de discriminer les neutrons des γ, ce scintillateur permet de séparer la contribution des neutrons thermiques de celle des neutrons rapides. Le neutron thermique interagit avec le lithium 6 et génère un rayonnement intermédiaire α de 2,05 MeV selon l'équation :

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{6}_{3}Li \rightarrow {}^{4}_{2}\alpha + {}^{3}_{1}H. \tag{4.14} $$

L'utilisation d'un scintillateur triple discriminant tel que celui-ci permet de s'affranchir d'un étalonnage préliminaire avec une source césium 137 par exemple. En effet, la particule α est mono-énergétique et dépose son énergie dans le scintillateur en générant des photons de scintillations localement du fait de sa faible distance de pénétration. Cette émission fournit donc la même information qui s'obtiendrait avec le pic à 661,7 keV du césium 137.

Le scintillateur du laboratoire est placé sur le SiPM avec de la graisse optique à l'interface pour réduire la variation des indices de réfraction des différents milieux. La matrice de quatre SiPM mesure 12,64 mm de côté, or le carré inscrit dans la face ronde du scintillateur mesure 17,96 mm de côté. Les photodétecteurs sont ainsi entièrement recouverts et toute leur surface est utilisée. Une fois assemblé avec le SiPM, toute la surface du scintillateur restante est recouverte de quelques couches de ruban téflon blanc. Cette première barrière lumineuse a pour but de réfléchir un maximum de photons de scintillation et de limiter la réfraction. Une seconde protection de plusieurs couches de ruban adhésif noir est placée pour entourer l'ensemble. Cette protection est ajoutée pour maximiser l'absorption des photons extérieurs et ainsi diminuer la pollution lumineuse qui parvient sur les photodiodes du SiPM. Le bloc détecteur entièrement assemblé ainsi que la carte sont illustrés par la figure 4.13.

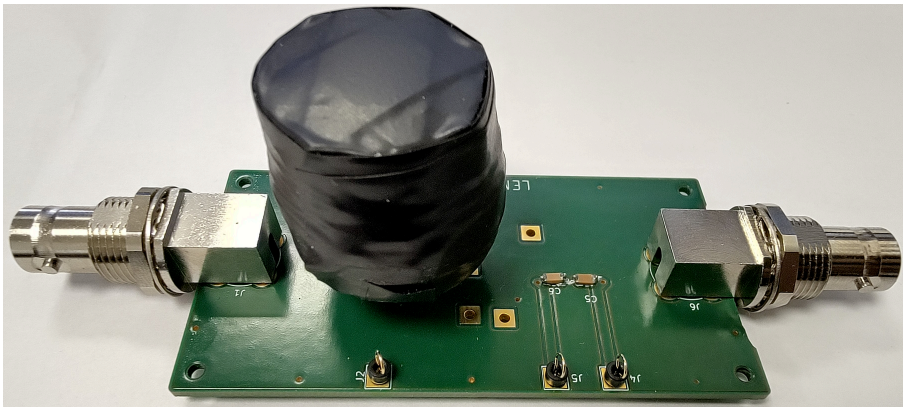

Figure 4.13 – *Bloc détecteur et carte d'amplification utilisés pour les expériences.*

4.4.2 Configuration des cartes

Pour ces mesures, les cartes ont été montées en schéma d'amplificateur de tension avec une résistance en série de 47 Ω et 470 Ω pour la résistance de contre-réaction (respectivement R_I et R_C en reprenant les notations de la section 4.1.2). Ces valeurs sont standards pour des résistances, $R_I = 47\ \Omega$ permet de s'approcher des 50 Ω d'impédance d'entrée, de façon à se comparer à une entrée de numériseur. Le gain de 10 [−] permet de satisfaire à toutes les

conditions de stabilité nécessaires à certains amplificateurs. Le choix de la résistance de contre-réaction pour les schémas transimpédances résultent quant à lui d'expériences. L'objectif a été de maximiser le gain tout en ne saturant pas la sortie. Une valeur de 100 Ω a été retenue de cette façon (R_C). Le gain théorique est ainsi de 100 $V.A^{-1}$.

4.4.3 Mise en place du banc expérimental

Le banc de tests mis en place doit permettre de réaliser une discrimination neutron-γ par des méthodes de discrimination par forme d'impulsion. En effet, un seul scintillateur discriminant est utilisé dans cette étude. La méthode de comparaison des charges (CCM) est utilisée dans ces travaux. En effet, il s'agit d'une méthode typiquement utilisée dans des systèmes portables du fait de la simplicité de sa mise en place.

Du californium 252 d'activité $1,85$ MBq est utilisé en tant que source neutron-γ pour cette expérience. La source est laissée dans un contenant en polyéthylène de $4,5$ cm de manière à thermaliser les neutrons émis. Le SiPM J-60035 est polarisé à 30 V par un module CAEN DT5485 [299] sans compensation en température. En sortie de l'amplificateur, la tension est numérisée par un module CAEN DT5730B [303] permettant d'enregistrer les impulsions avec une résolution de 14 bits et une fréquence d'échantillonnage de 500 $MSps$ pour un bruit RMS en tension de 312 μV. Le seuil de déclenchement du numériseur se règle sur une plage de 2 V pour 14 bits et s'exprime en LSB (*Least Significant Bit*), soit une résolution de $0,12$ mV. Le numériseur réalise une conversion charge-tension, pour cette raison, l'affichage de l'énergie est exprimé en femtocoulomb par LSB.volt, la première conversion donnant les volts depuis des coulombs et ensuite l'affichage en LSB. Chaque configuration est testée sur une durée de 180 s d'acquisition. Les portes d'intégration utilisées varient selon la configuration pour optimiser la FoM en fonction de la carte.

Une première carte précédemment développée au laboratoire est utilisée en tant que mesure de référence. Aucun traitement analogique n'est utilisé, les SiPM sont polarisés à 30 V et les quatre sorties sont additionnées de la même façon que pour les cartes d'amplification. La sortie est reliée au numériseur par le même câble coaxial au cours de toute l'étude. Pour cette acquisition, le seuil de déclenchement est réglé à 25 LSB, soit $3,1$ mV. Le calcul de l'énergie est assorti d'un gain de 10 $fC.LSB^{-1}.V^{-1}$.

4.4.4 Méthode de discrimination

Gamme d'énergie considérée

Le scintillateur dopé au lithium 6 permet d'observer la contribution des neutrons thermiques dans le spectre en énergie, ceux-ci forment y une zone caractéristique. La figure 4.14 illustre un exemple de spectre obtenu durant l'étude. Pour se fixer des conditions expérimentales identiques lors de chaque mesure, la zone correspondante aux neutrons thermiques est approchée par une fonction gaussienne. L'ajustement de la fonction permet d'obtenir ses paramètres (μ, σ), respectivement sa moyenne et son écart-type. Pour la défintion de la zone d'intérêt, l'ensemble $[\mu-3\sigma, \mu+3\sigma]$ a ainsi été choisi. La FoM est calculée en considérant uniquement les interactions appartenant à cet ensemble. La zone des neutrons thermiques se distingue plus encore dans le tracé du diagramme bidimensionnel, c'est-à-dire le tracé du ratio TTT en fonction de l'énergie,

illustré par la figure 4.15.

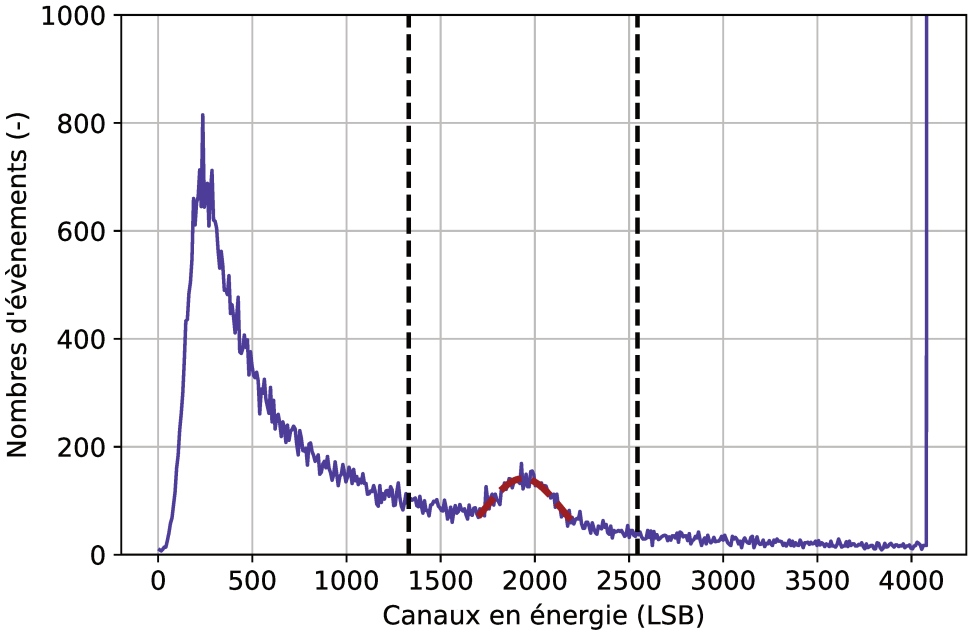

Figure 4.14 – *Spectre en énergie pour la définition des bornes, la contribution gaussienne des neutrons thermiques (indiquée par la courbe rouge) est utilisée pour étalonner les gammes d'énergies de la mesure. Les tirets noirs délimitent la région considérée.*

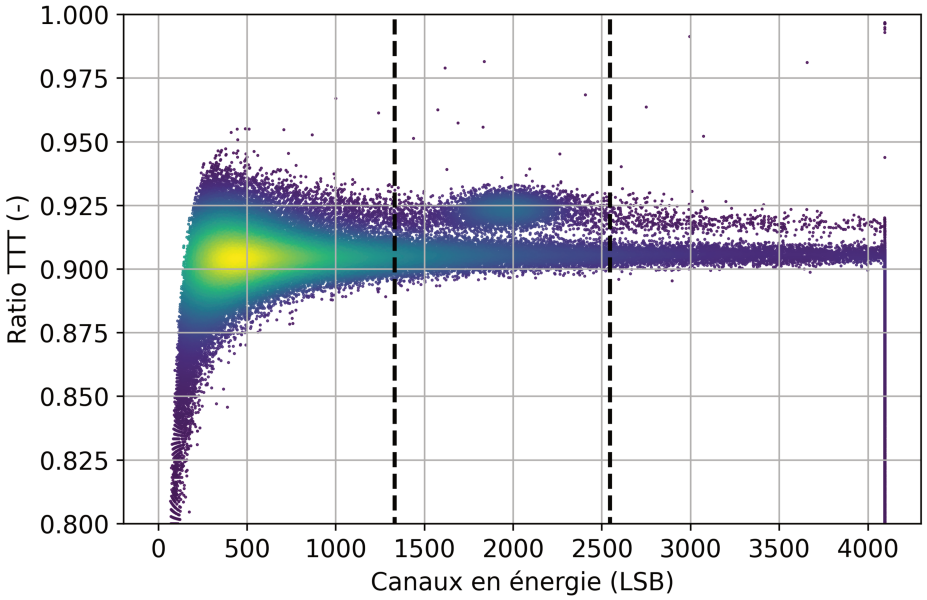

Figure 4.15 – *Diagramme bidimensionnel avec définition des bornes en énergie pour calcul de la FoM Les tirets noirs délimitent la région considérée.*

Calcul du ratio TTT avec la comparaison de charge

La discrimination neutron/γ est réalisée en intégrant l'impulsion sur deux périodes différentes. Une première période prend en compte une majorité voire l'intégralité de la charge et retranscrit ainsi l'énergie de l'évènement, cette charge est notée Q_{tot} $[C]$. Une seconde période prend en compte les premiers instants de la décroissance, cette charge est notée Q_{short} $[C]$. Ces zones ont été illustrées par la figure 3.22 du chapitre précédent. Expérimentalement, le choix de la seconde zone, la plus courte, est déterminant pour la qualité de la FoM. Le ratio TTT, caractéristique de la méthode par comparaison de charge, s'exprime alors comme :

$$ratio\ TTT = \frac{Q_{tot} - Q_{short}}{Q_{tot}} \tag{4.15}$$

Un exemple de la séparation des zones caractéristiques de chaque contribution est illustré par le tracé de ce ratio en fonction de l'énergie totale avec la figure 4.15. En traçant la projection sur l'axe vertical, il en résulte l'histogramme des ratios TTT, illustré par la figure 4.16. Deux gaussiennes sont ainsi formées (de paramètres (μ_1, σ_1) et (μ_2, σ_2)) et leur séparation permet de calculer une métrique de la discrimination réalisée, la FoM :

$$FoM = \frac{|\mu_1 - \mu_2|}{2(\sigma_1 + \sigma_2)\sqrt{2ln(2)}} \tag{4.16}$$

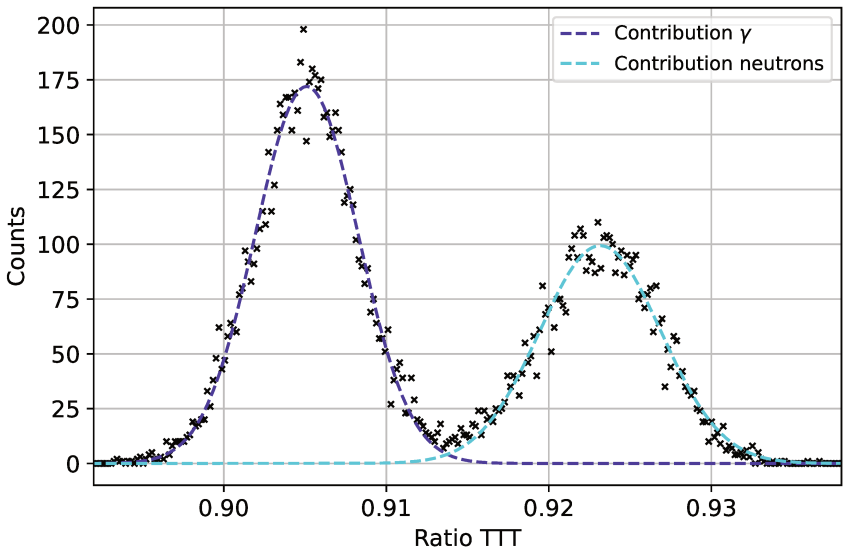

Figure 4.16 – *Exemple d'histogramme du ratio TTT avec contribution neutron et γ.*

Toutes les mesures exposées dans cette section considèrent une intégration sur 2000 ns pour le calcul de l'énergie. Le numériseur étant capable de rejeter les impulsions empilées, cette durée permet de mieux définir l'énergie totale qu'avec une durée plus classique comme 1000 ns. De plus, la discrimination neutron en bénéficie, de par leurs impulsions allongées. La porte courte, quant à elle, fait l'objet d'une optimisation, de façon à maximiser la FoM.

Méthodes d'optimisation des portes

En première approche, la méthode proposée par Lynde et al. [168] a été mise en œuvre avec un script Python pour maximiser la FoM grâce au choix des portes d'intégration sur une seule d'acquisition. Cependant, cet algorithme ne converge pas toujours pour calculer les formes des gaussiennes, menant à des calculs de FoM erronés. En deuxième approche, pour pallier ce problème de non-exhaustivité, une seconde méthode a été mise en œuvre. Un script Python a été développé pour réaliser le calcul de FoM avec les portes d'intégration fixées en amont sur le numériseur. Le script prend aussi en entrée la position approximative des contributions gaussiennes neutron et γ (lors du tracé de l'histogramme du ratio TTT, voir section 2.4.2 pour son calcul, rappelé ci-dessous). Grâce à la vérification humaine, la convergence peut ainsi être assurée grâce à la modification des paramètres initiaux ou au pire des cas, la mesure est écartée. Cette vérification est chronophage mais elle permet de ne pas ignorer une FoM qui aurait pu être écartée avec un algorithme automatique, alors qu'elle aurait été meilleure que les autres.

La sous-section suivante décrit les résultats obtenus en suivant ce protocole pour la carte de référence ainsi que les cartes d'amplification.

4.4.5 Résultats

Les FoM obtenues avec la carte de référence sont données en fonction de la porte courte d'intégration par la figure 4.17. Sans traitement analogique, la meilleure FoM obtenue est de $0,940 \pm 0,015$ pour une porte courte de 50 ns.

Avec l'ajout d'une amplification en tension, la meilleure FoM obtenue avec l'AD8014 est de $1,111 \pm 0.015$ avec une porte courte de 74 ns. Tandis qu'avec une porte de 74 ns, l'AD8065 permet d'obtenir une FoM de $0,660 \pm 0,020$. Enfin, l'ADA4899 donne une FoM de $0,632 \pm 0,020$ avec une porte de 50 ns. Les FoM en fonction des portes courtes pour les trois références sont respectivement illustrées par les figures 4.18, 4.19 et 4.20.

En montage à transimpédance, la meilleure FoM avec l'AD8014 est de $1,023 \pm 0,015$ avec une porte de 54 ns. Avec l'AD8065, une FoM de $0,719 \pm 0,042$ est obtenue avec une porte de 138 ns. Enfin, avec une porte de 92 ns, l'ADA4899 permet d'obtenir une FoM de $0,789 \pm 0,024$. Pour cette configuration, la porte longue d'intégration a pu être diminuée à 1000 ns sans impact sur la FoM. L'ensemble des résultats est ainsi présenté par le tableau 4.5.

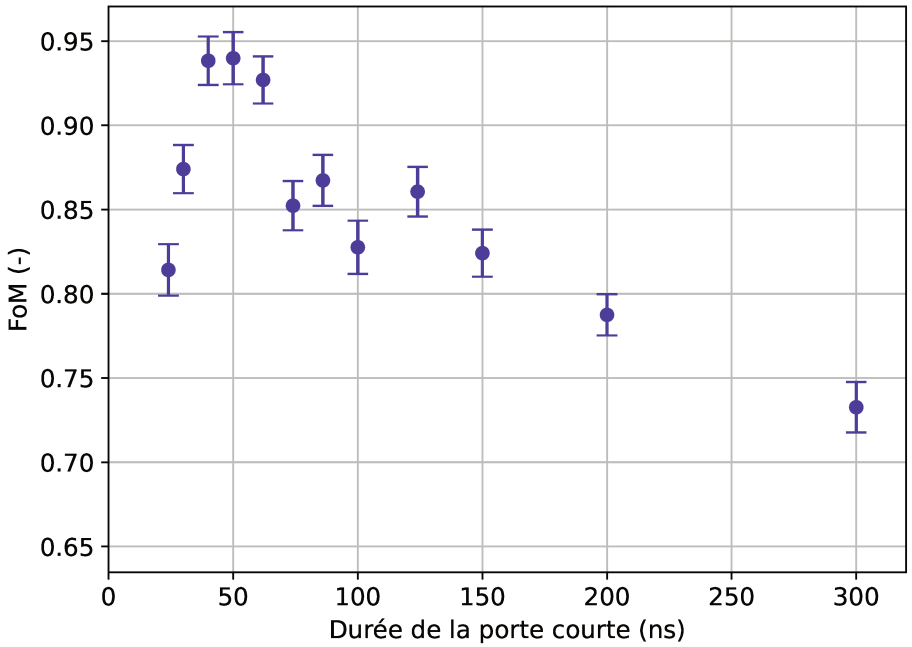

Figure 4.17 – *FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'acquisition de référence (pas de traitement analogique).*

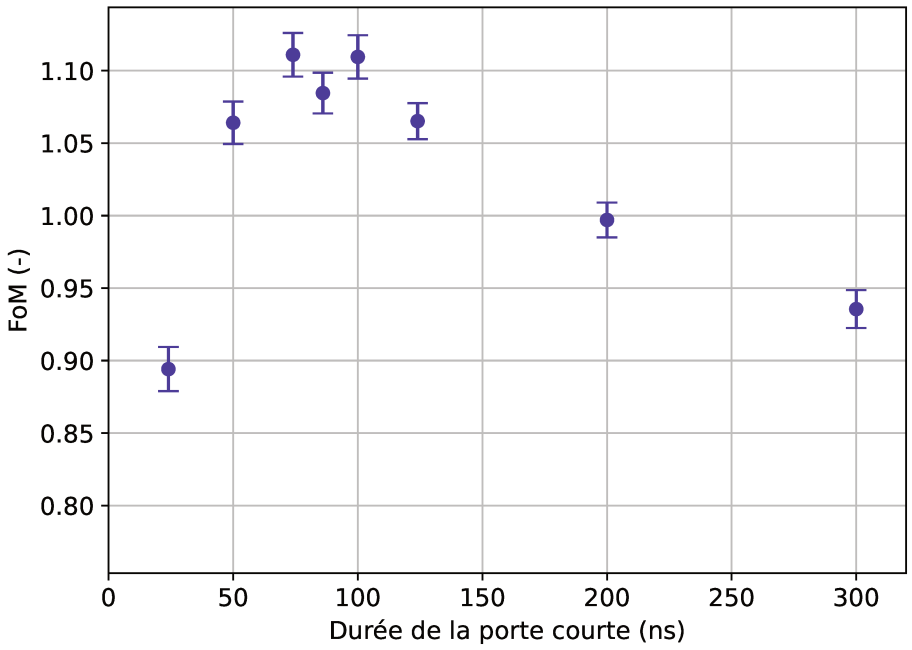

Figure 4.18 – *FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'amplification en tension (AD8014).*

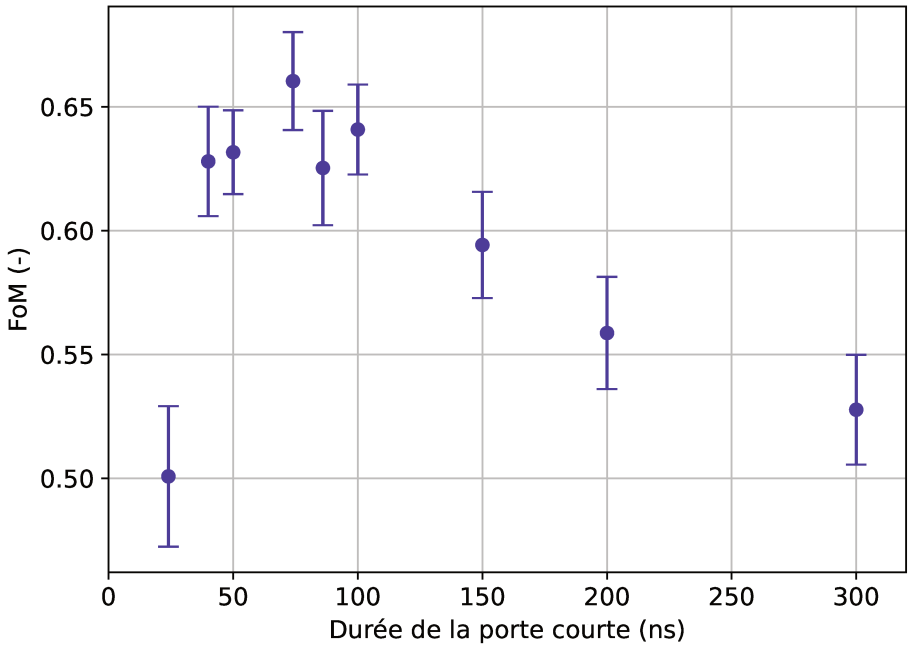

Figure 4.19 – *FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'amplification en tension (AD8065).*

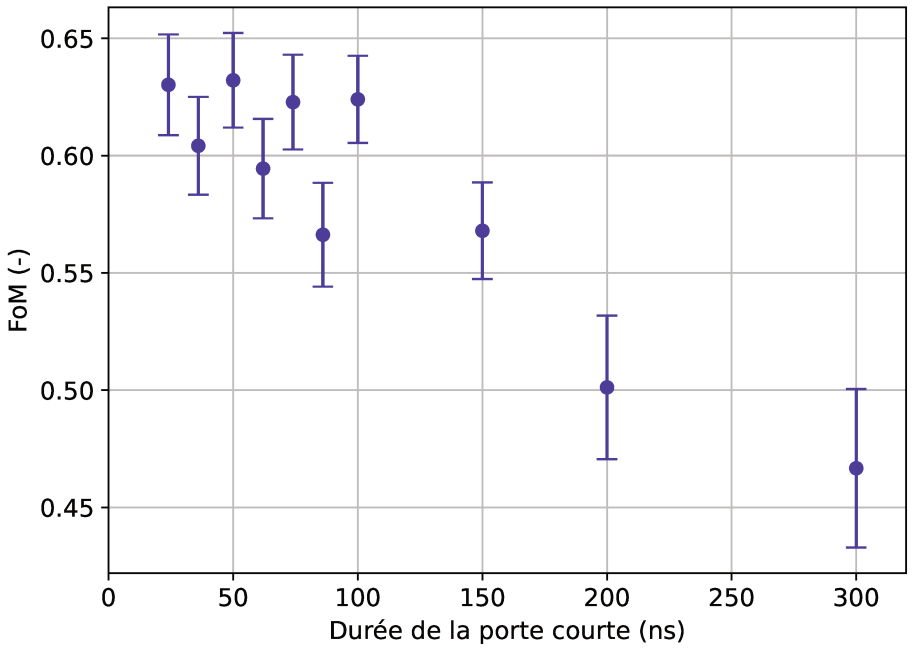

Figure 4.20 – *FoM obtenues en fonction de la porte d'intégration courte avec la carte d'amplification en tension (ADA4899).*

Table 4.5 – *Résultats expérimentaux de l'impact de l'amplification sur la FoM*

Configuration		**FoM**	**Évolution**
Carte de référence		$0,940 \pm 0,015$	-
AD8014	TIA	$1,023 \pm 0,015$	+9 %
	VA	$1,111 \pm 0.015$	+18 %
AD8065	TIA	$0,719 \pm 0,042$	−24 %
	VA	$0,660 \pm 0,020$	−29 %
ADA4899	TIA	$0,789 \pm 0,024$	−16 %
	VA	$0,632 \pm 0,020$	−33 %

L'utilisation d'un amplificateur en tension, et dans une moindre mesure, celle d'un amplificateur à transimpédance, a permis d'améliorer les performances de discrimination neutron/γ par rapport à la carte de référence dénuée de traitement analogique. Cependant, les amplificateurs à transimpédance présentent un autre avantage grâce à leur impédance d'entrée qui tend vers 0. La figure 4.21 illustre la différence entre les temps de décroissance de plusieurs impulsions. Pour les impulsions de la figure, les temps de décroissance de 90 % à 10 % du maximum sont pour cet exemple de 672 ns avec le montage de référence et de 1448 ns avec l'amplificateur de tension tandis qu'il est de 84 ns pour le montage à transimpédance. Les valeurs sont données à titre indicatif et ne peuvent être utilisées que pour jauger des ordres de grandeur car les impulsions ne correspondent pas au même évènement bien qu'elles aient été normalisées. Cette diminution du temps de l'impulsion de 88 % par rapport au montage référence et 94 % par rapport à l'amplificateur de tension présente un avantage significatif pour les applications à haut taux de comptage de l'instrumentation nucléaire. En effet, raccourcir la durée de l'impulsion dès la sortie du SiPM permet de réduire le risque d'empilement des impulsions. Habituellement, celles-ci sont rejetées par le traitement numérique et la mesure de leur énergie ne peut donc pas être assurée. Bien que le temps mort du traitement numérique peut ensuite limiter le taux de comptage, le risque que le détecteur soit le goulot d'étranglement de la chaîne d'acquisition en est ainsi diminué. L'augmentation du temps de l'impulsion par l'amplificateur de tension peut être dû aux capacités parasites des pistes de la carte ou encore à celles de l'amplificateur lui-même. La recherche de la cause n'a pas été menée dans cette étude.

Ces schémas étant destinés à des applications portables, la consommation des montages a aussi été mesurée car elle représente un critère crucial dans la conception de systèmes d'instrumentation pour le terrain. Les valeurs sont calculées à partir de la tension affichée sur les alimentations utilisées pour les rails de tension des amplificateurs ainsi que des mesures réalisées par un ampèremètre de table. L'AD8014 affiche une consommation de 15 mW tandis que l'AD8065 consomme 65 mW et l'ADA4899, 150 mW. Leurs consommations maximales annoncées étant respectivement de $1,15$ mA, $6,4$ mA et $14,7$ mA, cela correspondrait à $11,5$ mW, 64 mW et 147 mW. Les valeurs mesurées sont ainsi cohérentes avec les consommations annoncées, l'écart pouvant s'expliquer par les résistances parasites des câbles utilisés et des pistes de la carte.

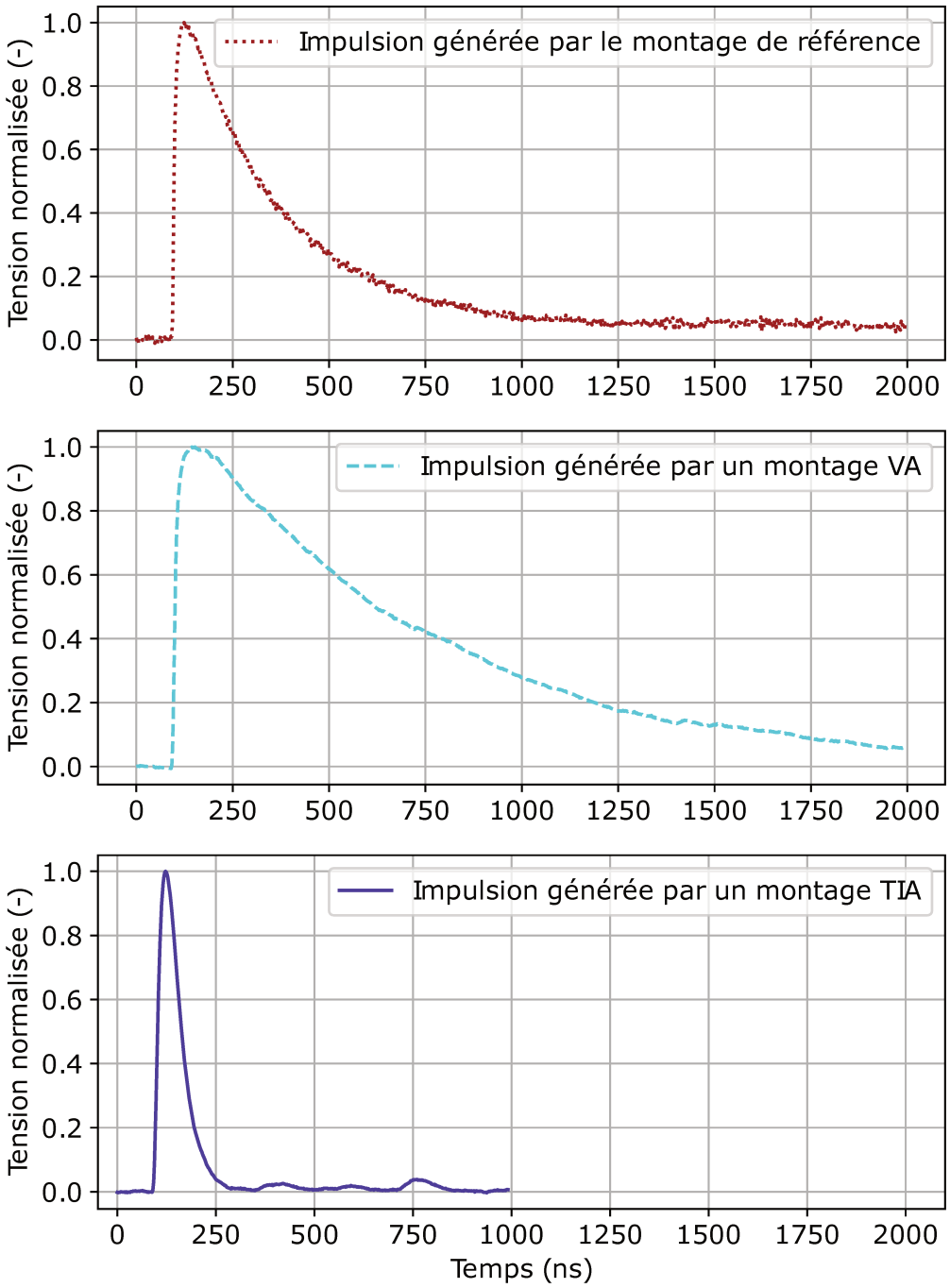

Figure 4.21 – *Exemples d'impulsions obtenues avec le montage à amplification de tension (figure du haut) et à transimpédance (figure du bas), les impulsions correspondent à des impulsions γ choisies en dehors des zones de confusion.*

4.4.6 Conclusion de l'étude

Différentes références et architectures d'amplificateurs ont pu être testées et leur impact sur la discrimination neutron/γ mesuré. Chaque mesure a été réalisée dans les mêmes conditions expérimentales : source, scintillateur, SiPM, alimentation, câble, numériseur et traitement. Le schéma à transimpédance avec la référence AD8014 a permis d'améliorer la FoM de 9 % tout en

diminuant la durée des impulsions de 88 % dans notre exemple. L'amplificateur de tension avec la référence AD8014 a permis d'améliorer encore la FoM de 18 %, au prix d'un allongement de l'impulsion de 215 % dans l'exemple. Bien que les schémas à transimpédance permettent de diminuer la durée des impulsions, certains SiPM offrent une sortie découplée. L'exploitation de cette autre possibilité peut permettre de raccourcir encore la durée des impulsions et ainsi réduire le risque d'empilement. Le chapitre suivant cherche à exploiter cette sortie découplée dans le cadre de l'instrumentation nucléaire avec des scintillateurs plastiques et des SiPM.

Résumé du chapitre 4 : apport de l'amplification pour l'identification de particules par des SiPM

Ce chapitre présente l'apport de l'amplification dans la discrimination de particules avec des SiPM et scintillateurs plastiques. Le chapitre expose des références et architectures présentes dans la littérature pour l'instrumentation des SiPM et décrit les expériences qui ont permis d'améliorer la qualité de la discrimination neutron-γ grâce à l'amplification.

- Les amplificateurs sont utilisés dans la littérature pour les signaux SiPM. Cependant, leur impact n'est pas quantifié et les différentes configurations ne sont pas comparées entre elles pour une application ciblée.
- Cette étude a mis en lumière quelques références d'amplificateurs présentes dans la littérature ainsi que des architectures typiques.
- Des simulations ont été menées pour vérifier que la forme des impulsions se retrouve en sortie des schémas d'amplification. Elles ont aussi permis de fournir les caractéristiques théoriques des circuits.
- Des cartes ont été conçues pour permettre de tester plusieurs configurations d'amplification avant d'être envoyées en fabrication. Ces cartes ont été testées pour comparer leurs performances à la simulation.
- Après l'intégration d'un bloc de détection, des mesures de scintillation ont été menées pour discriminer les rayonnements neutroniques et γ d'une source de californium 252. L'utilisation de certaines cartes d'amplification a permis une amélioration des performances de discrimination. Avec l'AD8014 apparaît une amélioration de 18 % de la FoM avec un amplificateur de tension et de 9 % avec un amplificateur à transimpédance. Ces derniers ont aussi montré une diminution des temps de décroissance des impulsions recueillies, intérêt notable pour les applications à haut taux de comptage.

Le chapitre suivant décrit l'exploitation de la sortie découplée des SiPM pour son utilisation dans le cadre des mesures de l'instrumentation nucléaire.

Summary of chapter 4 : amplification benefits for particle discrimination with SiPMs

This chapter highlights the contribution of amplification to neutron-γ discrimination with SiPMs and plastic scintillators. It reviews references and architectures found in the literature for SiPM instrumentation and describes experiments that have improved discrimination quality through amplification.

- Amplifiers are reported in the literature for SiPM signals. However, their impact is not quantified and the different configurations are not compared with each other for a targeted application.
- This study has highlighted some amplifier references found in the literature as well as typical architectures.
- Simulations were carried out to verify that the pulse shape is reproduced at the output of the amplification circuits. They also provided the theoretical characteristics of the circuits.
- Boards were designed to test several amplification configurations before being sent for manufacture. These boards were tested to compare their performance with the simulation.
- After adding a detection block, scintillation measurements were carried out to discriminate between neutron and γ radiations from a 252-californium source. The use of some amplification circuit board improved discrimination performance. With the AD8014 reference, there was a 18 % improvement in FoM with a voltage amplifier schematic and 9 % with a transimpedance amplifier schematic. The latter also showed a decrease in the decay times of the collected pulses, which is significant for high count rate applications.

The following chapter describes the work on SiPM fast output operation in order to use it for nuclear instrumentation applications.

Chapitre 5

Exploitation de la sortie découplée de SiPM pour la scintillation

Sommaire

5.1 Utilisation de la sortie découplée des SiPM pour la scintillation plastique dans la littérature 155
5.1.1 Collecte de charge sur la sortie découplée 156
5.1.2 Discrimination de particules sur la sortie découplée 156
5.2 Conception d'une carte électronique dédiée 157
5.3 Mesures de spectrométrie avec la sortie découplée 159
5.4 Mesures pour la discrimination de particules hors-ligne avec la sortie découplée 163
5.5 Conception d'un TDC sur FPGA depuis une mesure de ToT sur la sortie découplée 177

Ce chapitre présente l'exploitation des signaux en provenance de la sortie découplée des SiPM. Dans le cadre de cette étude, nous utiliserons les sorties découplées proposées par le constructeur Onsemi, pour la discrimination de particules par des scintillateurs plastiques.

Cette voie de mesure est appelée voie « rapide » ou « *fast* » ; cependant, dans ce chapitre, l'adjectif découplé sera préféré pour son aspect descriptif. La figure 5.1 illustre les trois connexions d'un SiPM proposant cette sortie découplée. La figure 5.2 reprend le schéma électrique équivalent des chapitres précédents avec la position de la sortie découplée dans ce schéma. La figure 5.3 illustre la différence entre une impulsion enregistrée sur l'anode et celle sur la sortie découplée. Ces impulsions résultent d'une simulation SPICE d'interaction monophotonique. Cette différence temporelle provient de la capacité équivalente des sorties, deux ordres de grandeurs inférieurs pour la sortie découplée par rapport à l'anode. Par exemple, pour un SiPM Onsemi série C-60035, la capacité anode-cathode est de 3400 pF tandis qu'elle est de 48 pF entre la cathode et la sortie découplée [274].

Dans un premier temps, nous proposons en section 5.1 un état de l'art concernant l'exploitation de cette sortie découplée dans la littérature. Cette sortie permet en effet de réduire le risque

d'empilement en diminuant la durée des impulsions par rapport à la sortie standard du SiPM. Ensuite, nous présentons en section 5.2 la conception et fabrication d'un circuit imprimé dédié à la sortie découplée du SiPM. Afin de vérifier si les signaux obtenus représentent aussi bien l'énergie déposée que la sortie standard, une étude de spectrométrie est menée en section 5.3 en utilisant les impulsions de la sortie découplée. Enfin, nous avons comparé les performances de discrimination de particules des deux sorties en section 5.4. La forme du signal étant modifiée, de nouvelles méthodes de traitement du signal ont été explorées pour la discrimination à partir des impulsions de la sortie découplée. En section 5.5, une potentielle architecture électronique est proposée de façon à tirer parti des caractéristiques de ce type d'impulsion.

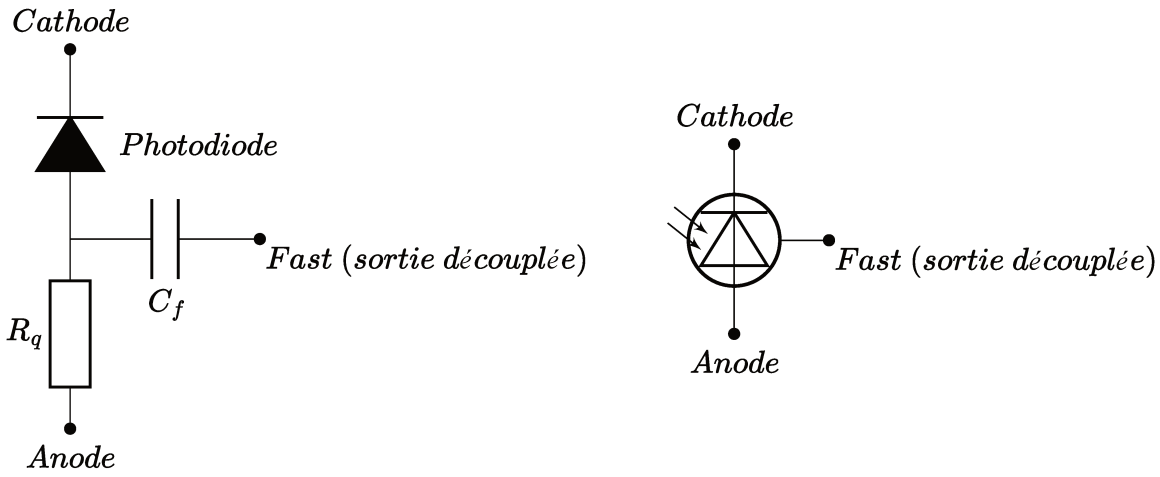

Figure 5.1 – *Schémas d'une photodiode offrant une sortie découplée, R_q est la résistance d'extinction de la photodiode, C_f le condensateur permettant d'obtenir le signal découplé.*

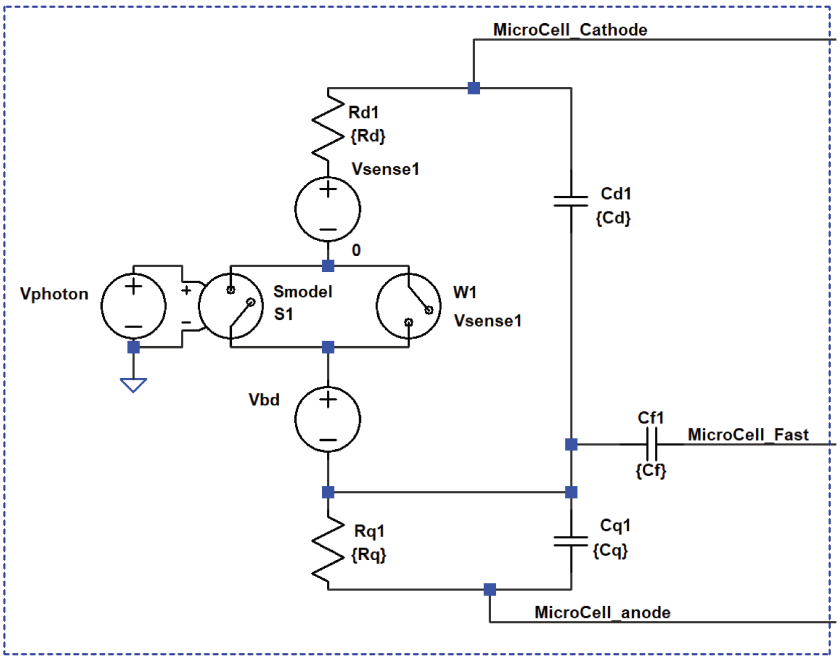

Figure 5.2 – *Schéma électrique équivalent d'une photodiode faisant apparaître la sortie découplée (nœud MicroCell Fast).*

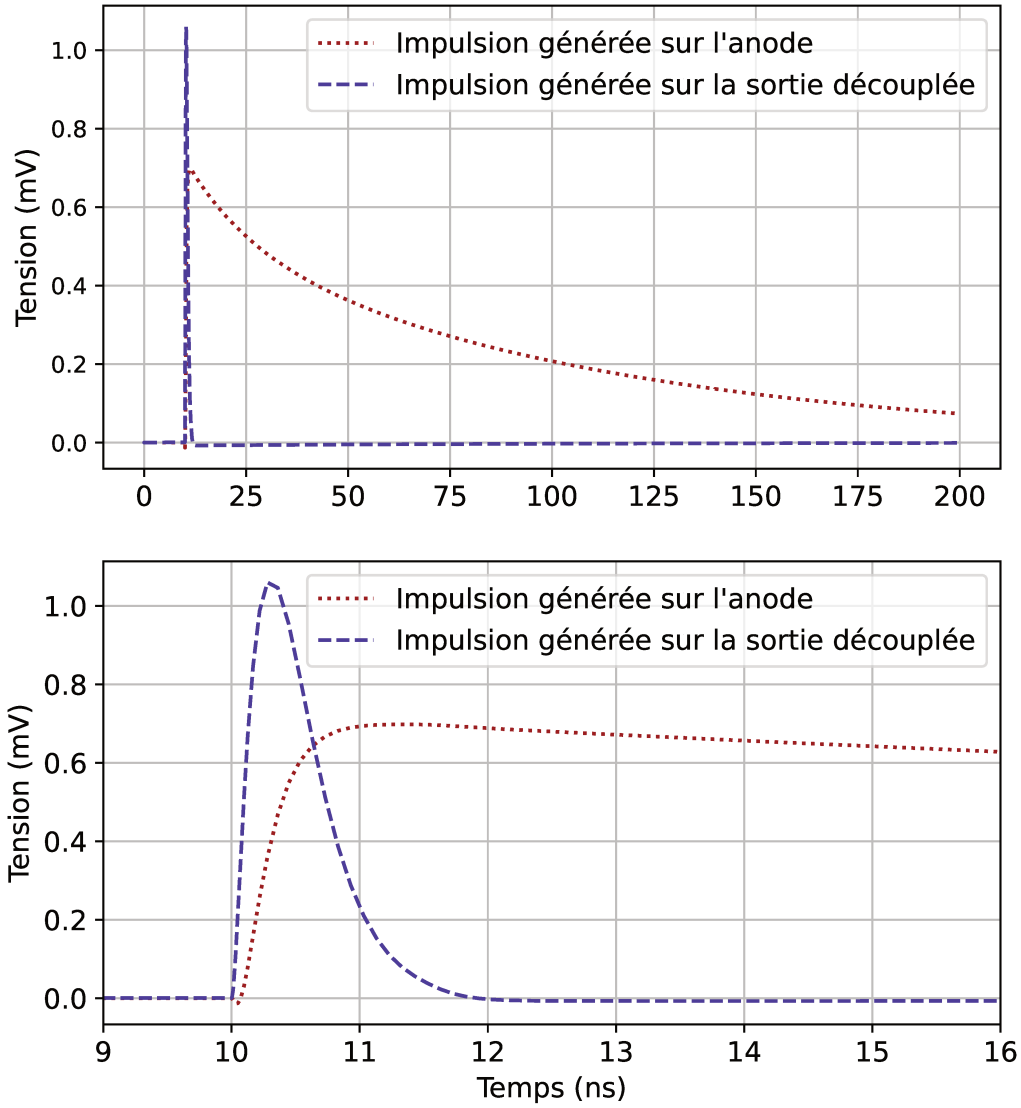

Figure 5.3 – *Comparaison d'une simulation SPICE d'impulsion sur l'anode et sur la sortie découplée, l'interaction simulée correspond à un photon.*

5.1 Utilisation de la sortie découplée des SiPM pour la scintillation plastique dans la littérature

La sortie découplée reste peu exploitée dans les systèmes existants, cependant, quelques études de la littérature l'ont mise à profit et cherchent à étendre son utilisation. Elle s'avère utile pour améliorer les performances temporelles par rapport à la sortie standard [304] et plus particulièrement avec des perspectives pour la TEP [305] ou encore pour des applications à

haut taux de comptage [306-308]. En effet, la sortie découplée propose un temps de montée des impulsions sous la nanoseconde, pour un C-30035, il est par exemple de $0,6\ ns$ [274]. La sous-section 5.1.1 présente des mesures de spectrométrie décrites dans la littérature tandis que la sous-section 5.1.2 expose des études de discrimination de particules à partir de la sortie découplée.

5.1.1 Collecte de charge sur la sortie découplée

Dans la littérature, pour la spectrométrie, Zepeda-Fernández et al. [305] utilisent quatre SiPM Onsemi série C-60035 et un scintillateur BC404 [309] ou BC422Q [310] de Luxium. Leurs mesures sur sodium 22, cobalt 60, strontium 90 et césium 137 (sources β et γ) montrent une relation entre la charge obtenue sur l'anode et celle récupérée sur la sortie découplée. Entre ces deux mesures de charge, ils obtiennent, avec le BC404 et selon la source utilisée, un coefficient de corrélation de Pearson compris entre 0,948 et 0,969 et un coeffient de corrélation de Spearman entre 0,916 et 0,952. Pour le BC422Q, ils obtiennent entre 0,937 et 0,986 pour le coefficient de Pearson et entre 0,911 et 0,966 pour le coefficient de Spearman. Ces valeurs permettront d'évaluer nos résultats dans la suite du chapitre. Leur étude ouvre ainsi la voie à l'utilisation de la sortie découplée pour la TEP, en permettant une meilleure résolution temporelle par rapport à la sortie standard. En effet, le temps de montée plus court offert par la sortie découplée permet un déclenchement moins sensible au bruit et au déficit ballistique. Cependant la problématique réside dans la faible charge générée, entre les deux charges, ils observent un rapport de $(8 \pm 1).10^{-15}$ $[-]$ avec le BC404 et $(12 \pm 1).10^{-15}$ $[-]$ pour le BC422Q.

Pour pallier cette problématique de quantité de charge, Soriano et al. [304] propose un schéma d'amplification qui s'appuie sur un transistor bipolaire NPN BFU550XRR de NXP [311] pour un SiPM Onsemi C-10035. Ils cherchent à bénéficier de la résolution temporelle améliorée apportée par la sortie découplée tout en s'adaptant à leur étage de numérisation, en passant de 1 mV à 100 mV. L'amplification permet par la suite une meilleure utilisation de la pleine échelle du CAN et ainsi une meilleure reconstruction du temps d'arrivée, l'impulsion étant mieux définie. Deux étages d'amplification leur permettent ainsi de proposer un gain de $(38,3 \pm 0,7)\ dB$ pour un temps de montée de $(1155 \pm 16)\ ps$ tandis que le temps de montée de la référence de SiPM qu'ils considèrent est de $0,3\ ns$.

5.1.2 Discrimination de particules sur la sortie découplée

Dans la littérature, plusieurs travaux [306-308] ont permis de discriminer les particules à partir de la sortie découplée, cependant, la sortie standard permet toujours de meilleures performances. L'objectif est donc d'améliorer les performances de discrimination avec les impulsions découplées. L'étude de Guo et al. [307] met en place un circuit de compensation pour annuler le passage sous zéro de l'impulsion découplée, délétère pour calculer une PSD par comparaison de charge (CCM) de façon classique. Leur expérience se compose d'un scintillateur plastique Eljen EJ-276 [164] avec quatre SiPM Onsemi J-60035 [275] et une amplification par un AD8009 avant la numérisation par un module CAEN DT5751. Avant l'amplification, ils proposent un schéma de compensation placé en série sur la sortie découplée du SiPM. Celui-ci se compose d'une résistance de 3300 Ω en parallèle avec un condensateur de 200 pF. Cet ajout supprime le passage sous zéro de l'impulsion et leur permet d'atteindre une FoM de $0,77$ sur la sortie découplée compensée, à mettre en perspective avec celle de $0,68$ obtenue sans compensation.

Avec les signaux de l'anode, ils obtiennent une FoM de $1,44$ mais seulement $0,86$ si le circuit de compensation est utilisé avec celle-ci. Toutes leurs mesures de FoM sont données avec une coupe en énergie à 500 keV. Suite à cette étude, Guo et al. changent leur configuration en passant à seize SiPM pour l'EJ-276 avec une amplification par l'AD8009 [308]. La même compensation R//C est utilisée mais R passe à 3900 Ω et la numérisation est réalisée par un SPECTRUM M4i.4450-x8 (14 $bits$ à 500 $MSps$). Ils testent ainsi différentes méthodes de discrimination sur la sortie découplée : une PSD par CCM, par *Fourier gradient analysis* (exposées en section 2.4) et une analyse avec un réseau de neurones profonds (DNN) proposé par l'environnement *Toolkit for MultiVariate Analysis* (TMVA) de ROOT [312]. Avec une coupe à 500 keV, ils obtiennent une FoM de $0,96$ avec le DNN, $0,73$ avec la CCM et $0,63$ avec la FGA, à mettre en perspective avec la FoM obtenue sur l'anode de $1,61$. Malgré l'apport du DNN pour la discrimination, le traitement de 10000 impulsions nécessite 1183 ms tandis que la FGA prend 452 ms et la CCM demande 105 ms uniquement. Cet aspect limite le taux de comptage atteignable au bénéfice de la qualité de la discrimination. Certaines techniques de traitement des impulsions peuvent donc permettre d'améliorer la discrimination à partir des impulsions découplées, telle que la compensation du zéro. En revanche, les algorithmes de traitement classiques, comme la CCM, peuvent être inadaptés aux impulsions découplées. D'autres traitements pourront ainsi être explorés pour s'adapter à la forme de ces impulsions.

Pour cette thèse, un autre paradigme est envisagé, l'objectif est de conserver un traitement pouvant s'intégrer dans des appareils portables tout en exploitant le passage sous zéro des impulsions. Ainsi, l'idée est de numériser le signal dès sa sortie du SiPM et d'explorer les traitements numériques capables de répondre aux applications de l'instrumentation nucléaire, tout d'abord la spectrométrie, puis la discrimination de particules.

5.2 Conception d'une carte électronique dédiée

Une carte électronique a été développée spécifiquement pour optimiser le rapport signal à bruit des signaux de la sortie découplée et de l'anode en maximisant la compatibilité électromagnétique de la carte [313]. Un filtrage en Π est réalisé sur l'alimentation pour réduire les perturbations du mode commun, il se compose de deux condensateurs et d'une inductance formant un filtre passe-bas, celui-ci est illustré dans le bloc « Alimentation SiPM » de la figure 5.4. Deux condensateurs sont aussi ajoutés avant le connecteur de la cathode du SiPM pour assurer une réserve de charges lors des avalanches et ainsi améliorer la stabilité de la polarisation. Le connecteur est prévu pour s'adapter à référence Micro FC-SMTPA-60035-GEVB d'Onsemi [274]. Celui-ci permet de se connecter sur la carte par des broches en ayant l'avantage d'en proposer une dédiée à la sortie découplée. Dans le futur, des modèles BGA pourront être choisis pour améliorer la compacité des systèmes développés. Le reste des composants se retrouve sur la figure 5.4. Une résistance de 50 Ω peut être placée sur la sortie de l'anode dans le cas où elle n'est pas utilisée, en effet Onsemi recommande cette configuration pour la lecture de la sortie découplée dans ces notes d'applications [285]. Bien que la carte soit simple, le développement s'est focalisé sur le placement et le routage. Le masque final de la carte est illustré par la figure 5.5. Elle est composée de quatre couches, les pistes d'alimentation sont tracées au plus court et les masses des condensateurs possèdent chacune des vias vers le plan de masse. La sortie découplée du SiPM est enterrée et la piste correspondante est entourée de vias pour relier les plans de masse de façon à assurer un blindage selon toutes les directions orthogonales

à la piste. Toute la carte est entourée d'un anneau de garde, uniquement dédié à la masse, et parcouru de vias pour la protéger des perturbations extérieures (bien qu'il s'agisse aussi d'une protection contre les émissions de la carte vers l'extérieur). Enfin, les pistes de la sortie découplée ainsi que celle de l'anode sont adaptées en 50 Ω pour lesquelles le logiciel *Saturn PCB Design Toolkit* a été utilisé [314] en plus du site de calcul de Sierra Circuits [315] et de la validation du fabricant SafePCB [316]. De nombreux vias ont aussi été ajoutés pour limiter au maximum les boucles de courant. La carte réalisée mesure ainsi $64,00 \times 41,00\ mm^2$, elle est prévue pour recevoir une alimentation entre $24,5$ et $30\ V$ sur un connecteur coaxial BNC et envoyer les signaux de la sortie découplée et de l'anode sur des connecteurs coaxiaux SMA en 50 Ω.

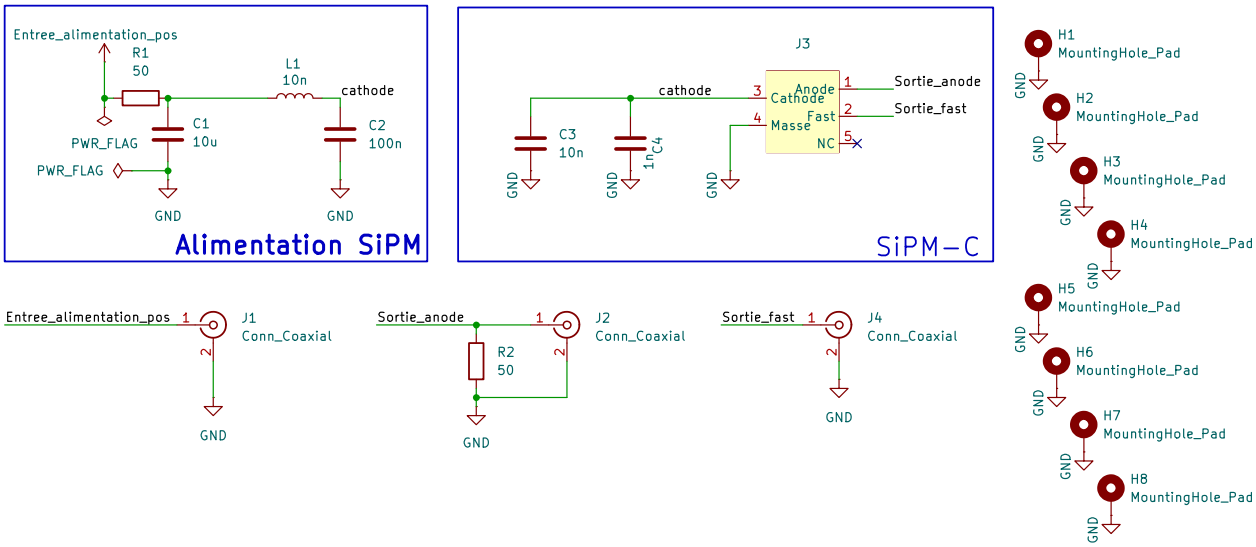

Figure 5.4 – *Schéma de la carte électronique pour l'exploitation de la sortie découplée.*

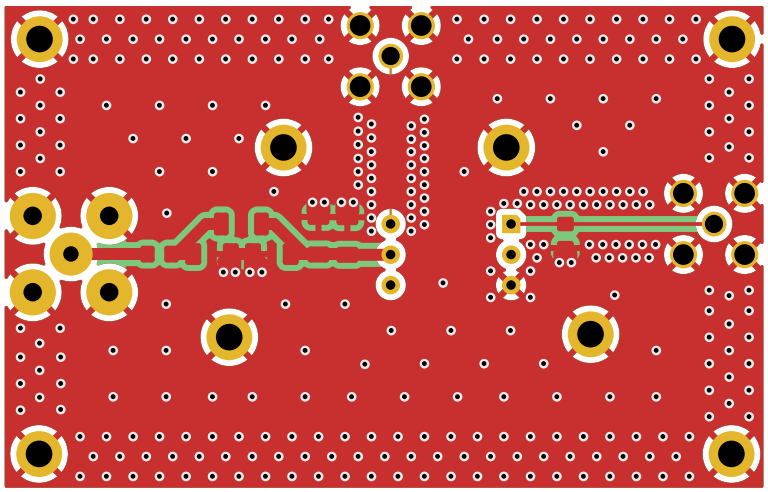

Figure 5.5 – *Vue de la couche supérieure de la carte électronique pour l'exploitation de la sortie découplée, la piste pour la sortie découplée est interne, elle est verticale pour finir sur le connecteur SMA situé au centre du bord supérieur.*

5.3 Mesures de spectrométrie avec la sortie découplée

Pour exploiter la sortie découplée sans utiliser de circuit de compensation, il faut d'abord s'assurer que l'énergie totale de l'impulsion puisse être reconstruite. Cette mesure est indispensable dans de nombreux cas d'applications et permet une première évaluation de la carte développée. L'objectif de l'expérience décrite dans cette section est de mesurer les corrélations entre les différents paramètres des impulsions de la sortie découplée et de l'anode dans le but de pouvoir utiliser la sortie découplée dans le cadre de mesures d'énergie.

Pour les mesures de ce chapitre, un SiPM Onsemi série C-60035 a été utilisé [274], celui-ci est polarisé par une alimentation CAEN DT5485 [299] à $28,0\ V$. Le scintillateur plastique choisi est un EJ-276 d'Eljen [164], celui-ci est cylindrique et mesure $2,54\ cm$ (1 pouce) de diamètre. De la graisse optique assure la liaison avec le SiPM. Une fois l'assemblage réalisé, le tout est emballé dans du téflon puis du ruban adhésif noir. Du californium 252 est utilisé en tant que source neutron/γ, avec une activité de $1,85\ MBq$. Les impulsions sont numérisées sur les voies découplées et celle de l'anode par un oscilloscope Lecroy WaveRunner 640Zi [317] à 20 GSps sur 12 bits, avec une bande passante de $4\ GHz$. Une fenêtre temporelle de $500\ ns$ pour l'acquisition. Cette fenêtre permet un bon compromis entre le nombre d'échantillons décrivant l'impulsion découplée et une fenêtre suffisamment large pour décrire l'impulsion sur l'anode. Les traitements hors-ligne ont été réalisés en Python.

La figure 5.6 illustre un exemple de deux impulsions correspondant au même évènement survenu dans le scintillateur. En utilisant la moyenne quadratique (RMS) du bruit en amont de l'impulsion et l'amplitude du signal, dans cet exemple le rapport signal à bruit (SNR) du signal découplée vaut $27,3\ dB$ et celui de l'anode $31,3\ dB$.

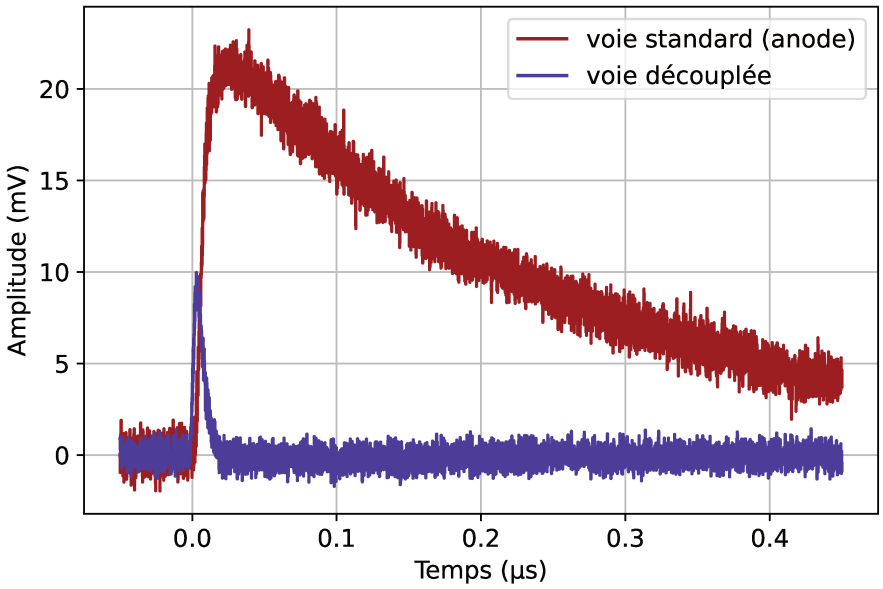

Figure 5.6 – *Exemple d'impulsions enregistrées sur la voie découplée et celle de l'anode.*

Les figures 5.7 et 5.8 illustre la moyenne quadratique du bruit en tension, calculée sur les échantillons en l'absence d'évènements, c'est-à-dire en amont des impulsions, avant le déclenchement. Un bruit moyen de $0,423\ mV_{RMS}$ est mesuré sur la voie découplée et de $0,602\ mV_{RMS}$ sur la

voie de l'anode. Ainsi, sur l'ensemble des impulsions découplées, le rapport signal à bruit vaut en moyenne $24,0\ dB$ tandis que pour l'anode, il vaut en moyenne $27,9\ dB$.

Pour évaluer la spectrométrie de la sortie découplée, la comparaison s'appuie sur la sortie anode, utilisée pour des mesures d'énergie dans les systèmes existants, comme présenté dans les sections 2.3 et 2.5 de l'état de l'art au chapitre 2. Ainsi, l'amplitude et l'intégrale totale des impulsions sur l'anode ont été mesurées. Sur les impulsions découplées, le passage sous zéro est plus marqué pour les plus hautes énergies. Ainsi l'amplitude de la partie négative a tendance à augmenter avec l'amplitude positive. La figure 5.9 illustre cette corrélation. De ce fait, il n'est pas possible de prendre en compte l'intégrale de l'impulsion découplée. L'intégrale de la valeur absolue de l'impulsion a donc été considérée à la place de l'intégrale brute.

L'amplitude de l'impulsion découplée a tout d'abord été tracée en fonction de l'amplitude des impulsions sur l'anode. La figure 5.10 illustre cette évolution. Une fonction affine est ajustée aux points correspondants aux impulsions. En notant $A_d\ [V]$ la tension maximum de la sortie découplée et $A_a\ [V]$ l'amplitude maximum de la sortie anode, pour l'ajustement, il vient :

$$A_a(A_d) = B.A_d + C \tag{5.1}$$
$$B = 2,2\ [-] \tag{5.2}$$
$$C = 9,6.10^{-2}\ mV \tag{5.3}$$

Le coefficient de corrélation de Pearson de cet ajustement vaut $C_P = 0,9953$ soit un R^2 de $0,9906$. Le coefficient de corrélation de Spearman (C_S) pour ces valeurs est de $0,9825$. Les coefficients de corrélation obtenus sur cet ajustement sont ainsi meilleurs que ceux mesurés sur la charge par Zepeda-Fernández et al. [305] dans leur étude avec des BC404 et BC422Q.

Les intégrations des deux sorties ont ensuite été comparées tandis que l'impulsion découplée est transformée en considérant sa valeur absolue. La figure 5.11 en illustre les tendances. Un premier ajustement affine a été réalisé, produisant un coefficient de corrélation $R^2 = 0,984526$. Tandis qu'un second ajustement polynomial a donné un meilleur résultat avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0,992116$. En notant $I_d\ [V]$ l'intégrale sur la sortie découplée et $I_a\ [V]$ l'intégrale de la sortie anode, pour l'ajustement, il vient :

$$I_a(I_d) = A.I_d^2 + B.I_d + C \tag{5.4}$$
$$A = -1,1.10^{-3}\ mV^{-1}.\mu s^{-1} \tag{5.5}$$
$$B = 6,0.10^{-1}\ [-] \tag{5.6}$$
$$C = -1,8.10^{5}\ mV.\mu s \tag{5.7}$$

Le coefficient de corrélation obtenu avec cet ajustement polynomial vaut $R^2 = 0,9921$.

Ces résultats permettent de justifier le tracé de spectres en amplitudes et en intégrales pour illustrer l'énergie des impulsions et ainsi utiliser la sortie découplée du SiPM pour des mesures de spectrométrie. La figure 5.12 illustre une comparaison des spectres en amplitudes pour les deux sorties tandis que la figure 5.13 l'illustre pour les spectres en intégrales.

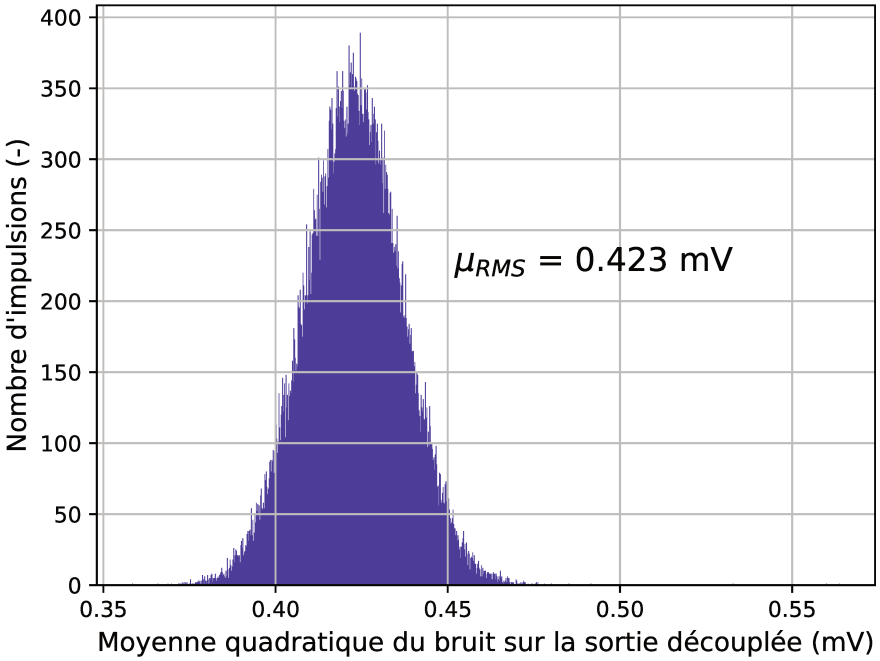

FIGURE 5.7 – *Histogramme de la mesure du bruit sur la voie d'acquisition du signal découplé, les échantillons en amont de l'impulsion sont utilisés pour le calcul ($V_{RMS}(t < 10\ ns)$).*

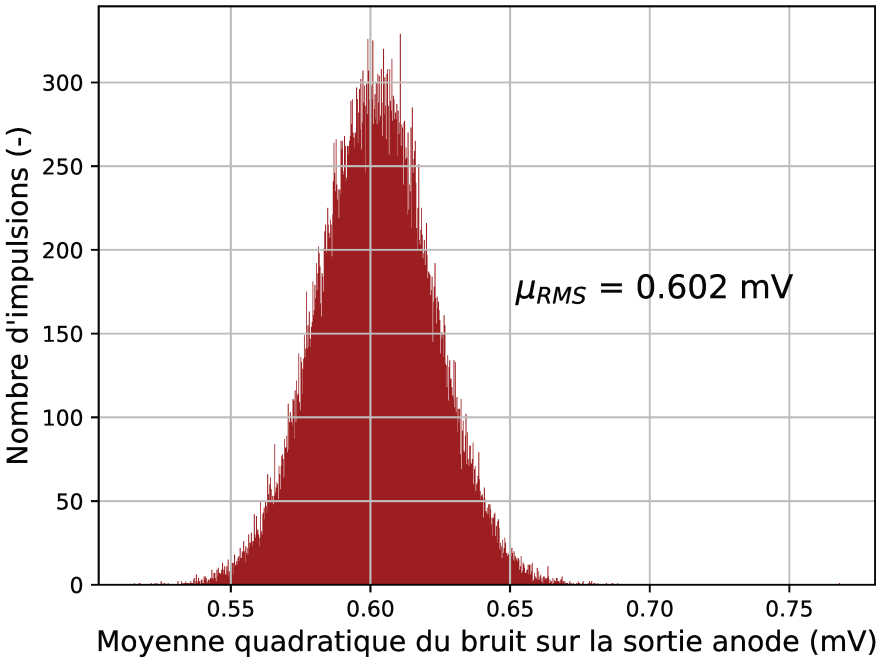

FIGURE 5.8 – *Histogramme de la mesure du bruit sur la voie d'acquisition du signal de l'anode, les échantillons en amont de l'impulsion sont utilisés pour le calcul ($V_{RMS}(t < 10\ ns)$).*

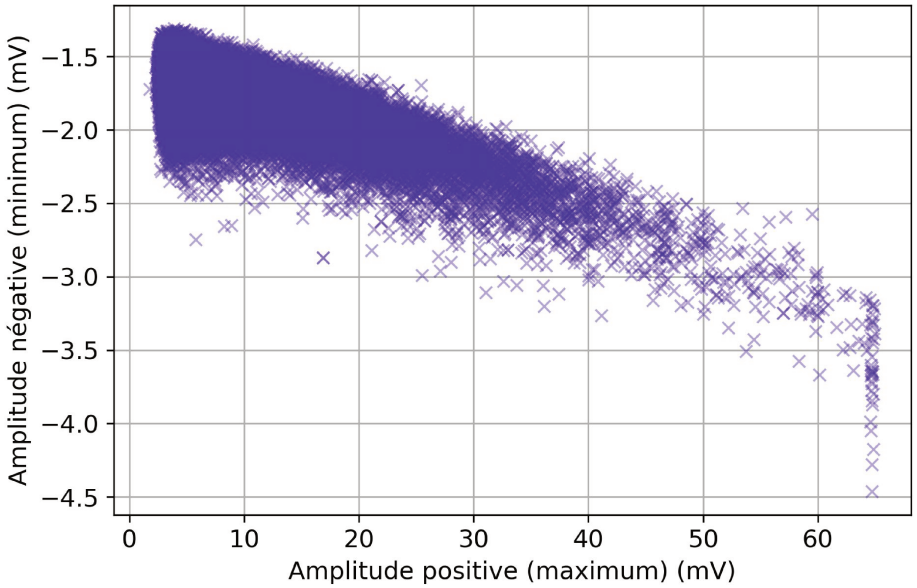

Figure 5.9 – *Amplitude du minimum en fonction du maximum des impulsions collectées sur la sortie découplée, la saturation de l'oscilloscope est observée pour une trentaine d'impulsions à 65 mV.*

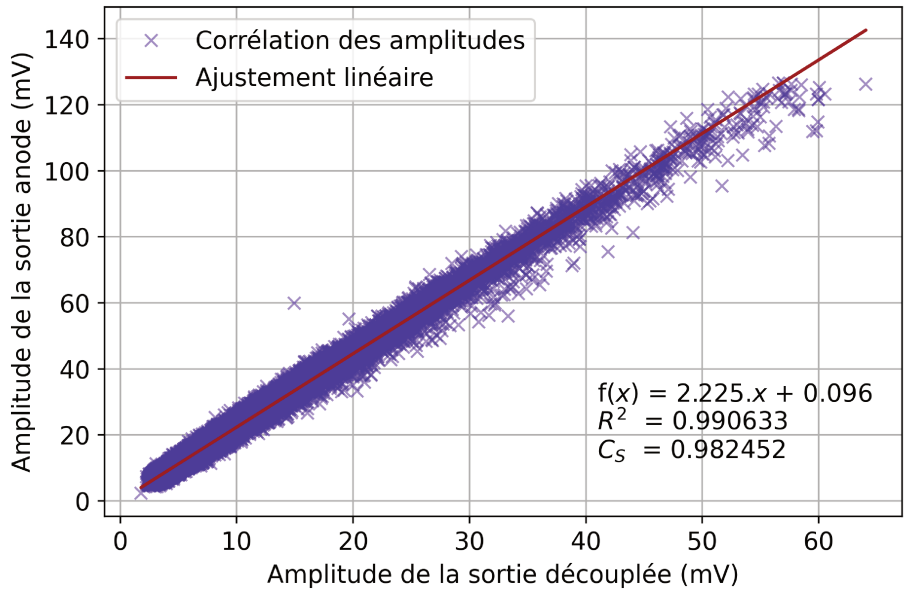

Figure 5.10 – *Amplitude des impulsions collectées sur l'anode en fonction de celles sur la sortie découplée.*

La sortie découplée du SiPM permet ainsi d'obtenir un spectre en énergies. Pour être moins sensible au risque d'empilement, un spectre en amplitudes peut par exemple être tracé. La corrélation entre l'amplitude des impulsions de l'anode et celle des impulsions découplées démontre

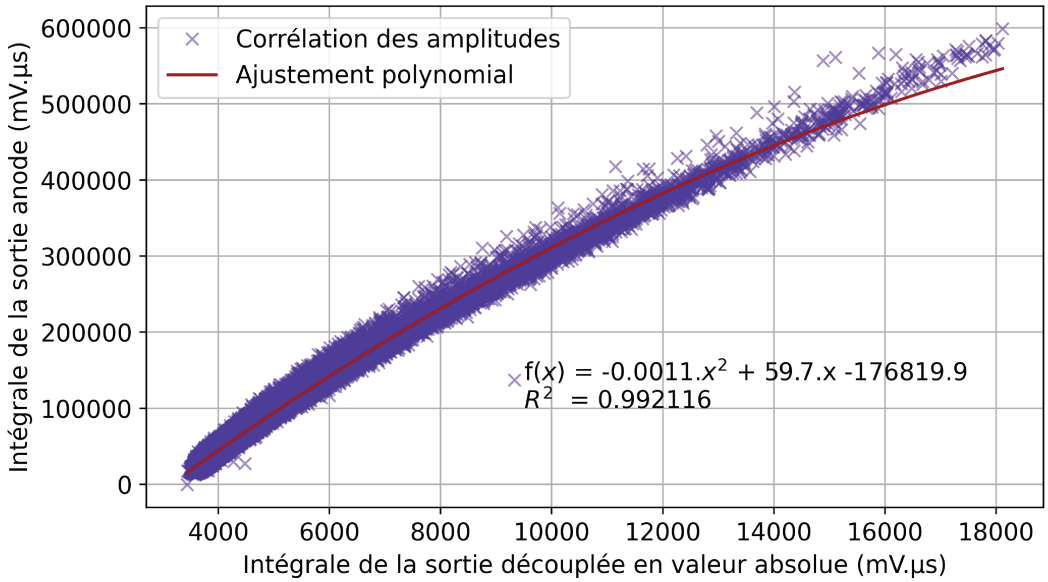

Figure 5.11 – *Intégrales des impulsions collectées sur l'anode en fonction de celles sur la sortie découplée, les impulsions de cette dernière ayant été passées en valeur absolue.*

une dépendance linéaire. Ces résultats montrent qu'il est possible de réaliser des mesures de spectrométrie avec la sortie découplée du SiPM sans circuit de compensation, ce qui ouvre la voie des applications à haut taux de comptage grâce à la durée réduite des impulsions par rapport aux impulsions de la sortie standard. La section suivante adresse la problématique de la discrimination de particules à partir des signaux de la sortie découplée.

5.4 Mesures pour la discrimination de particules hors-ligne avec la sortie découplée

Cette section décrit les travaux menés dans le but d'exploiter la sortie découplée du SiPM pour la discrimination n/γ. Dans des applications de sûreté et sécurité, cette mesure permettrait de concevoir des systèmes avec un risque d'empilement réduit et ouvrirait la voie à des applications de discrimination à haut taux de comptage. L'étude s'appuie sur les mêmes données que l'expérience menée dans la section précédente pour la mesure d'énergie. L'introduction de la section 5.3 décrit le banc d'essais composé d'une source californium 252, d'un scintillateur discriminant neutron-γ Eljen EJ-276, d'un SiPM Onsemi série C-60035 connecté à la carte d'acquisition développée et de l'oscilloscope.

Pour déterminer la durée de la fenêtre d'acquistion, des mesures ont été réalisées en cherchant à conserver des performances de discrimination identiques sur la sortie de l'anode tout en diminuant la durée de l'acquisition. La réduction du temps d'enregistrement d'un évènement permet ainsi d'augmenter le nombre d'échantillons décrivant l'impulsion découplée. Cette étude préliminaire a montré qu'une fenêtre de 500 *ns* permet de conserver la même FoM sur la sortie standard.

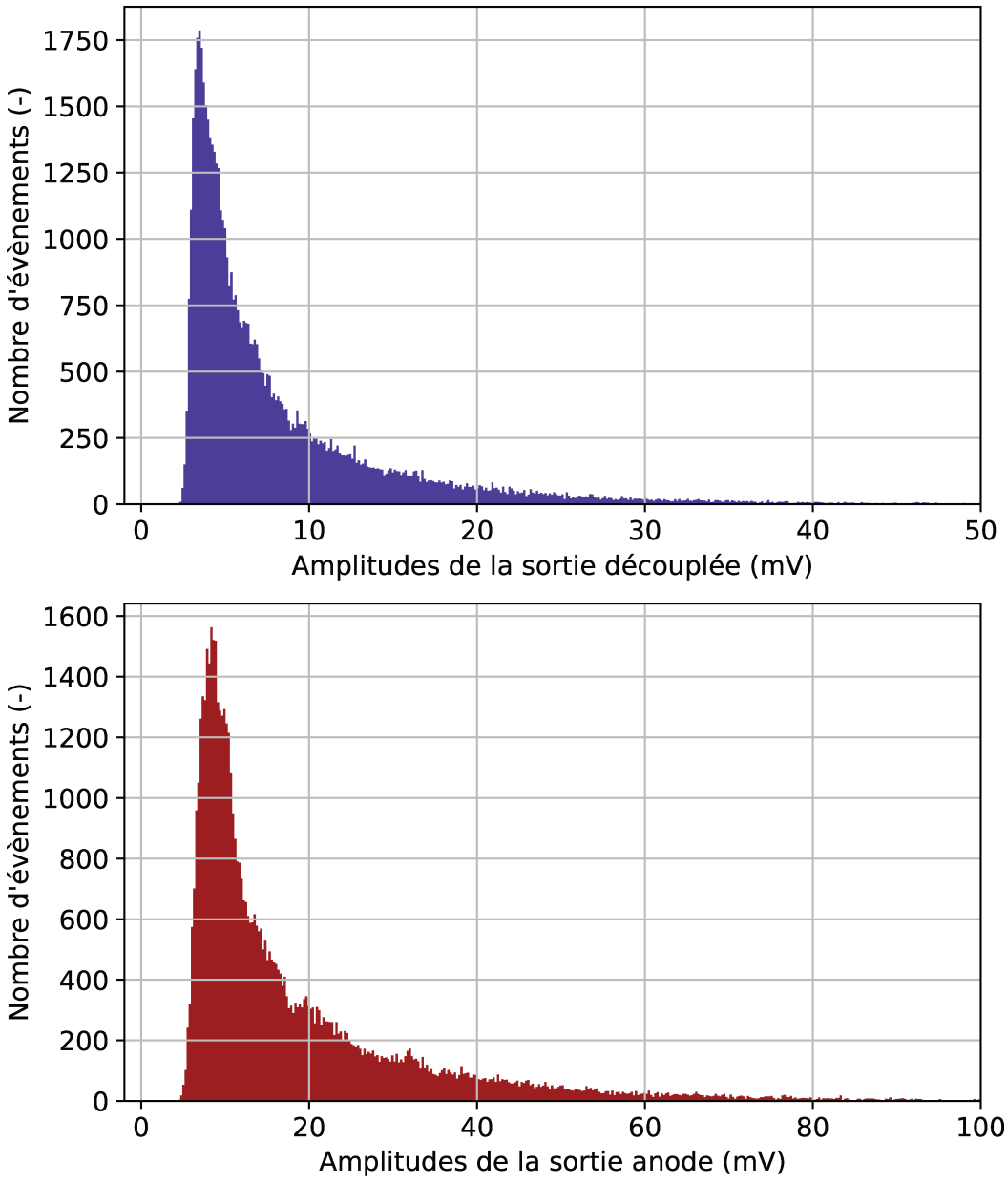

Figure 5.12 – *Spectres en amplitudes d'une source ^{252}Cf à partir des impulsions découplées (haut) et celles collectées sur l'anode (bas).*

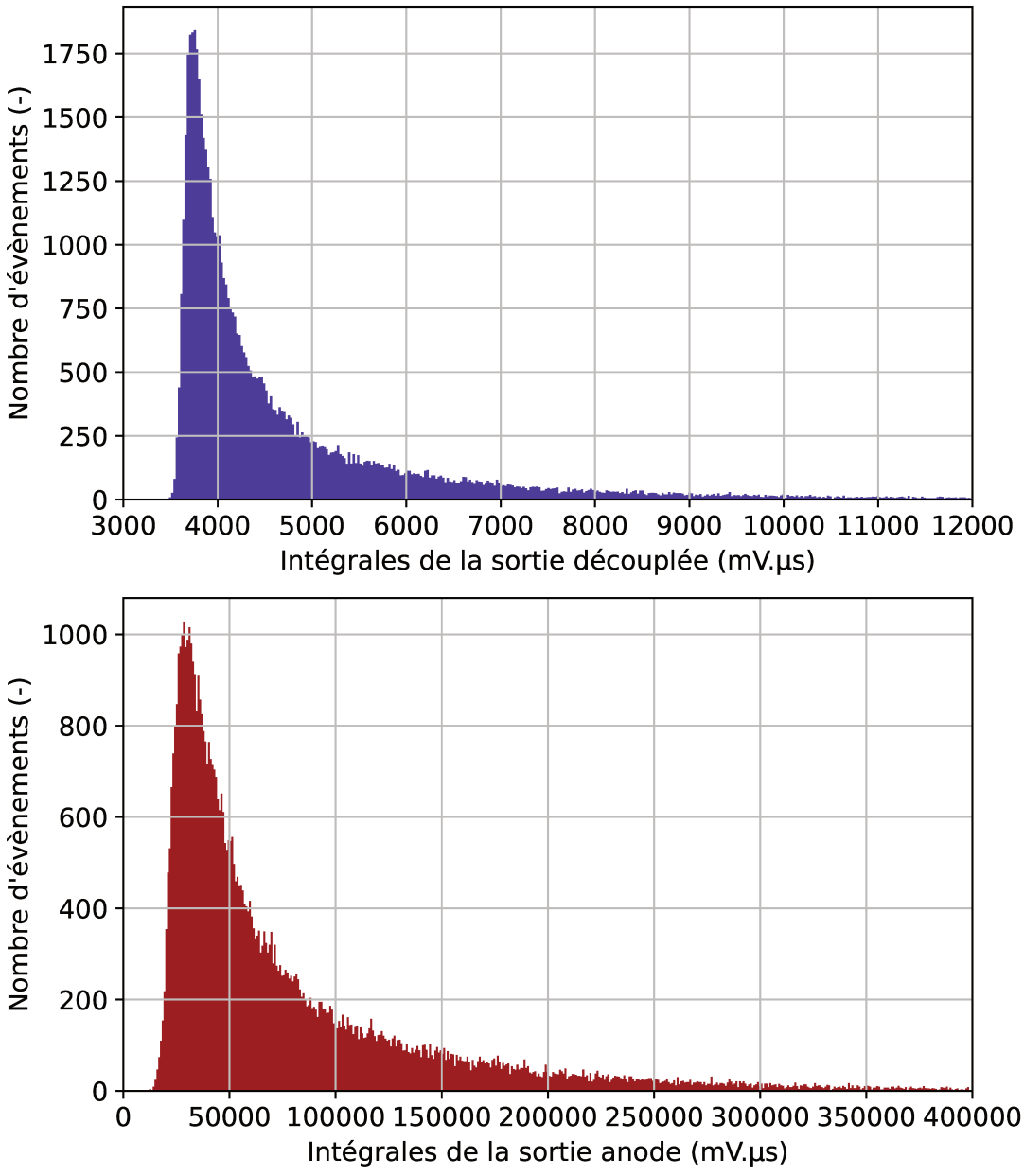

Figure 5.13 – *Spectres en intégrales d'une source ^{252}Cf à partir des impulsions découplées (haut) et celles collectées sur l'anode (bas).*

L'objectif a été de pouvoir étiqueter les évènements comme étant des impulsions dues à un neutron ou à un γ. Une mesure de discrimination sur la sortie standard a ainsi été réalisée. Les différentes grandeurs calculées et les protocoles de calcul sont les mêmes que ceux énoncés dans la section 3.3.2. Les mêmes algorithmes d'optimisation que ceux décrits dans les chapitres précédents ont aussi été utilisés [168]. Une porte d'intégration courte de 2800 échantillons, soit 140 ns a été choisie. La figure 5.14 illustre le diagramme du ratio TTT en fonction de l'intégrale de l'impulsion. La séparation entre les contributions neutron et γ a été appliquée à la main pour correspondre aux deux tendances. Il s'agit de la somme d'une fonction exponentielle décroissante et d'une fonction affine. Une marge arbitraire de $\pm 0,003$ a été placée sur cette séparation de manière à limiter la contribution de la zone de confusion. Sur 60000 impulsions enregistrées, 51298 sont classées comme étant des évènements γ (85,5 %), 6720 sont classés comme étant des évènements neutron (11,2 %) et 1982 (3,3 %) appartiennent à la zone de confusion.

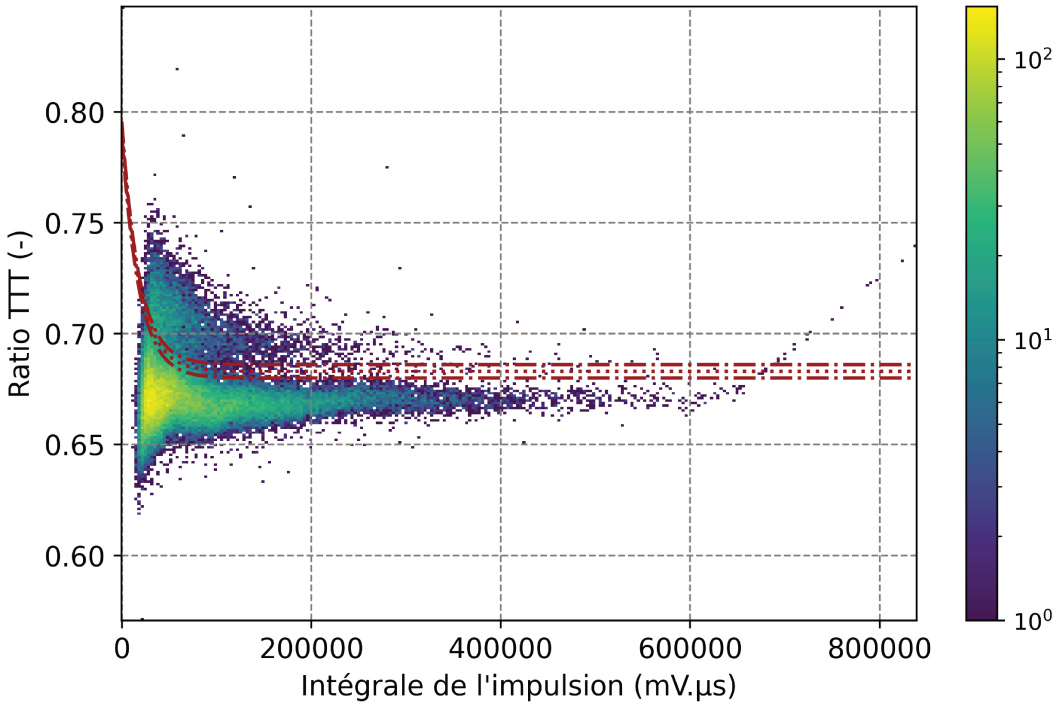

Figure 5.14 – *Diagramme bidimensionnel obtenu sur la sortie anode de la carte dédiée à la lecture de la voie découplée, la séparation appliquée pour étiqueter les impulsions (γ ou neutron) correspond au tracé rouge.*

Les impulsions de la sortie découplées voient leur composante continue corrigée si nécessaire. Un ensemble de mesures sont ensuite réalisées pour tenter d'être aussi exhaustif que possible. Les grandeurs calculées pour chaque impulsion sont :

- l'amplitude maximale (A_{max}),
- l'amplitude minimale (A_{min}),
- le temps correspondant au maximum (t_{max}),
- le temps correspondant au minimum (t_{min}),
- l'intégrale de l'impulsion entière (I_{tot}),
- l'intégrale de l'impulsion entière en valeur absolue ($I_{abs,tot}$),

- une intégrale courte, calculée à partir du maximum, sur n échantillons, de l'impulsion en valeur absolue ($I_{abs,courte}$),
- le temps correspondant à une tension nulle après t_{max} (t_{zero}),
- la valeur moyenne du signal après t_{zero} ($V_{moy,t>0}$),
- le temps moyen de l'impulsion et de l'impulsion en valeur absolue, c'est-à-dire la moyenne des temps pondérée par la valeur de la tension (t_{moy} et $t_{abs,moy}$),
- le ToT avec un seuil unique de $0,5 \times A_{max}$ ($ToT_{0,5}$),
- les mêmes grandeurs calculées sur le signal filtré (Savitzky-Golay (n=20, d=3), exposé dans la section 5.3.

Les figures des résultats complémentaires mentionnés dans ce paragraphe sont présentées en annexe 5.5. La première étude a consisté à une optimisation de FoM à partir de la variation de la porte courte d'intégration pour le calcul de $I_{abs,courte}$. Il s'agit de la méthode usuelle pour la discrimination par comparaison de charge. Cependant, aucune séparation des contributions ne se dégage, comme l'illustre par exemple la figure 5.15. Le temps du passage à zéro en fonction de l'amplitude confond les deux contributions, tout comme la différence des temps du maximum et du minimum en fonction de l'intégrale totale ou encore le ToT en fonction de l'amplitude, que les impulsions soient filtrées ou non. La seule mesure pour laquelle une tendance semble se dégager est le temps moyen de l'impulsion en valeur absolue, bien que la zone de confusion reste étendue par rapport au tracé. La figure 5.16 illustre le temps moyen tracé en fonction de l'amplitude positive de l'impulsion.

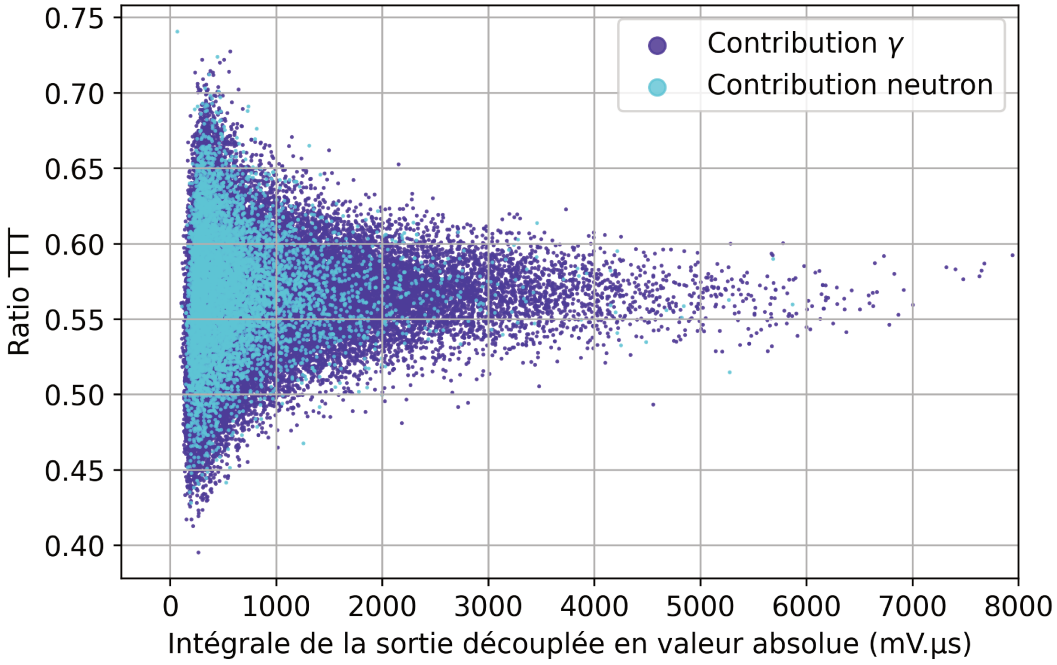

Figure 5.15 – *Diagramme bidimensionnel du ratio TTT en fonction de l'intégrale totale, obtenu sur la sortie découplée avec étiquetage réalisée à partir de la figure 5.14.*

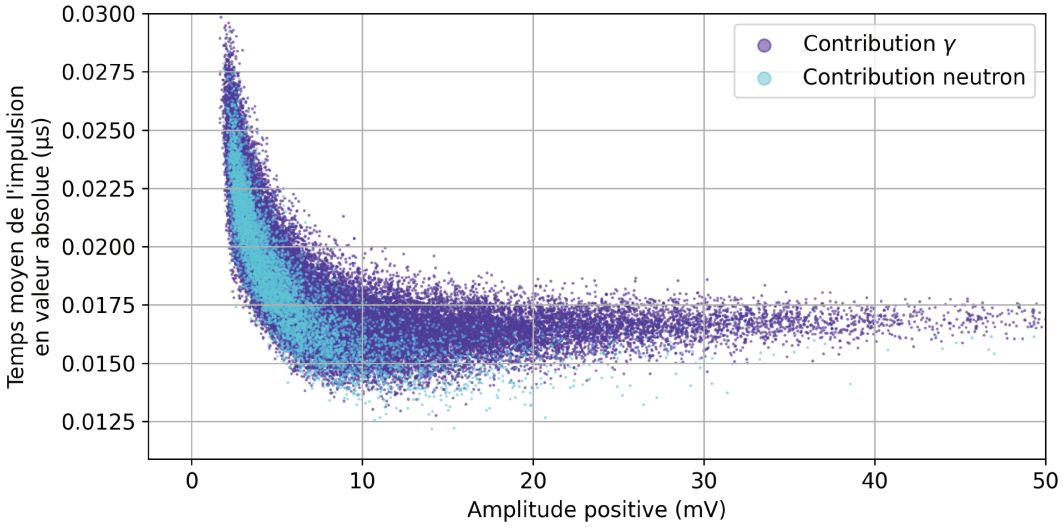

Figure 5.16 – *Diagramme bidimensionnel du temps moyen en fonction de l'amplitude positive, obtenu sur la sortie découplée avec étiquetage réalisée à partir de la figure 5.14.*

Une tendance ayant pu échapper à ces tests, une analyse en composantes principales (ACP) a été mise en place pour une approche plus systématique. L'ACP permet d'extraire l'information principale contenue dans les données et de la résumer sous forme de composantes, qui sont des combinaisons linéaires des variables. La figure 5.17 illustre les variances expliquées par les différentes composantes. Les deux premières dimensions expliquent respectivement 58 et 13 % de la variance, le premier plan factoriel est représenté par la figure 5.18. Cependant, les contributions neutron et γ se superposent. Les plans factoriels suivants sont illustrés en annexe 5.5 et ne permettent pas non plus d'observer de distinction. Les variables renseignées pour l'ACP et listées précédemment ne permettent donc pas de séparer les deux contributions par des combinaisons linéaires.

La littérature met en avant les algorithmes d'apprentissage automatique et particulièrement les réseaux de neurones convolutifs (CNN) pour la discrimination de particules avec les sorties standards des photodétecteurs [181]. L'étude s'est ainsi tournée vers la mise en place d'un CNN pour la discrimination des impulsions découplées. Ce type de réseau est généralement utilisé en traitement d'image bien qu'il existe des applications en traitement du signal à une dimension. Un CNN s'appuie sur le découpage du signal en portions de quelques échantillons et l'application d'un noyau de convolution. Des noyaux différents sont appliqués pour faire ressortir des motifs dans le signal. Des couches entièrement connectées ainsi que d'autres couches de convolution peuvent être ajoutées, permettant de repérer des motifs plus complexes. Dans le cas de l'étude, son utilisation se fait en apprentissage supervisé grâce aux étiquettes obtenues précédemment. L'objectif de l'utilisation d'un CNN est de faire ressortir des motifs ou mesures qui auraient échappés aux analyses précédentes.

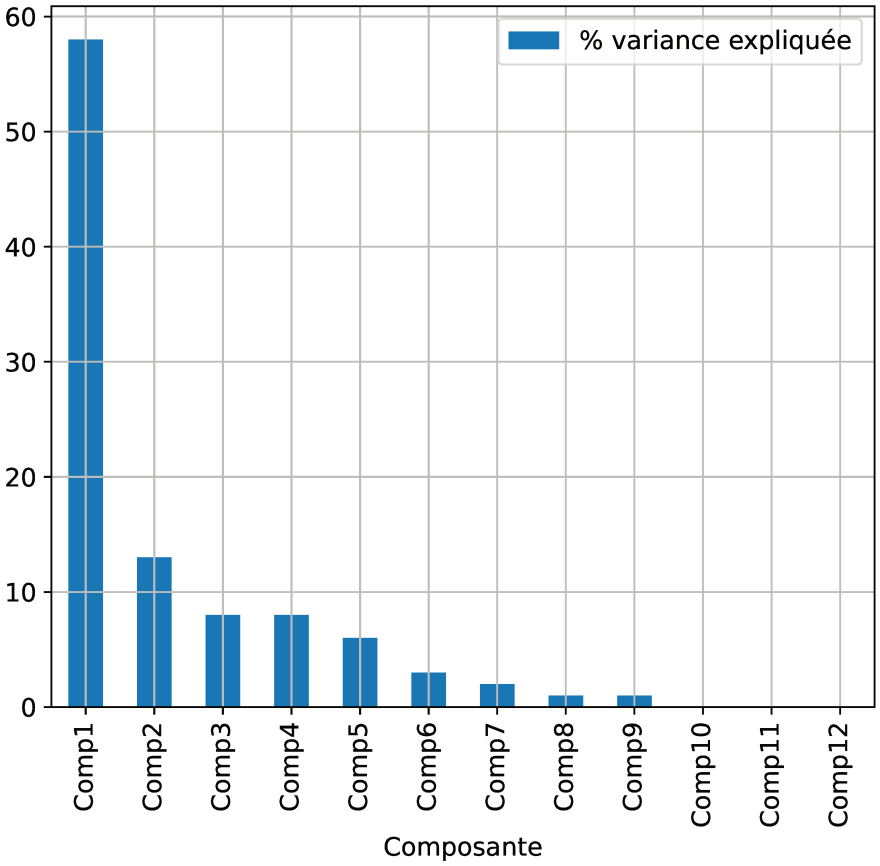

Figure 5.17 – *Diagramme des variances expliquées selon la composante de l'ACP pour les mesures des signaux de la sortie découplée, 12 variables sont utilisées, la première dimension explique 58 % de la variance.*

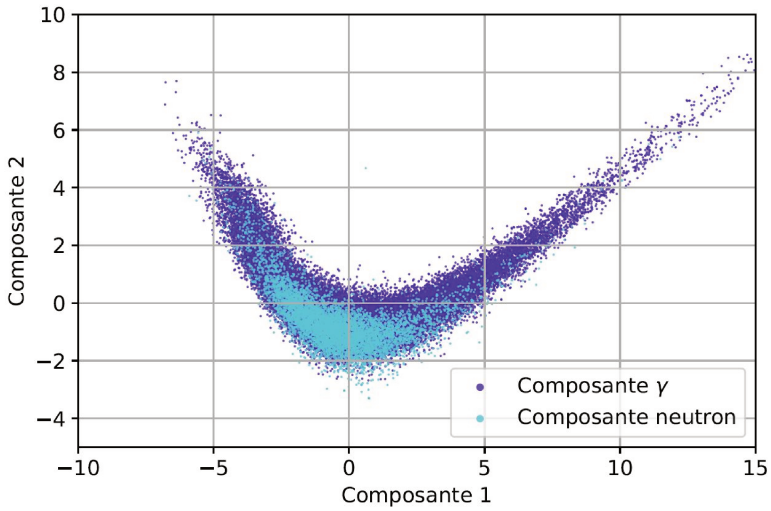

Figure 5.18 – *Premier plan factoriel de l'ACP pour les mesures des signaux de la sortie découplée avec étiquetage des données.*

Les données d'entrée sont les impulsions neutrons, γ et celles appartenant à la zone de confusion. 60000 impulsions de 10002 échantillons constituent la base de données (à la suite des premiers

traitements par CNN, le nombre d'échantillons a été réduit à 3500 sans modifier les résultats, l'impulsion découplée ayant une durée réduite par rapport à la fenêtre d'acquisition). La sortie attendue est ternaire : évènement neutron, γ ou indéfini. L'architecture mise en place est un CNN avec deux blocs de base, chacun étant composé de :

- une couche de convolution en une dimension, il s'agit d'un filtre appliquant une convolution par un noyau aux données,
- une couche de normalisation pour centrer et réduire la distribution des sorties et ainsi éviter qu'un filtre ne prenne trop d'importance,
- une couche de réduction (*pooling*), permettant de réduire le nombre de paramètres tout en conservant un compromis avec la réduction de la taille des données (équivalente à un sous-échantillonnage),
- une couche de désactivation (*dropout*), qui désactive aléatoirement une fraction des neurones pour éviter le sur-entraînement.

Pour du traitement du signal, toutes ces opérations sont ici en une dimension bien que les CNN soient typiquement utilisés pour des données en plusieurs dimensions telles que des images.

Avant la sortie du réseau, pour permettre la classification, sont ajoutées :

- une couche de concaténation (*flatten*) des sorties des différents filtres,
- une couche dense, entièrement connectée pour réduire les sorties à trois et ainsi correspondre au nombre de classes.

Le détail de l'architecture est exposé dans le tableau 5.1.

Table 5.1 – *Architecture détaillée du CNN utilisé pour la discrimination de particules sur la sortie découplée*

Couches du réseau	**Détails**	**Nombres de paramètres**
Convolution	32 filtres à noyau de taille 5	192
Normalisation	-	128
Réduction	Facteur 2	0
Désactivation	Fraction de 0,3	0
Convolution	64 filtres à noyau de taille 5	10304
Normalisation	-	256
Réduction	Facteur 2	0
Désactivation	Fraction de 0,3	0
Concaténation	-	0
Dense	100 neurones	5 600 100
Désactivation	Fraction de 0,5	0
Dense	3 neurones	303

Cette architecture est le résultat d'essais et non d'une optimisation théorique. Plusieurs architectures avec des hyper-paramètres différents (nombre, type et caractéristiques des couches) ont été testées. Une couche de convolution supplémentaire a par exemple donné de moins bons résultats que ceux présentés. Tandis que la réduction du nombre de paramètres dans certaines couches a permis de conserver des performances identiques. Dans le futur, remplacer cette approche empirique par une méthode systématique ne pourra qu'en améliorer les résultats. La revue de la littérature réalisée par Raiaan et al. [318] fournira par exemple un point de départ quant à son optimisation. Wu et al. [319] propose une approche statistique s'appuyant sur l'optimisation bayésienne tandis que Hazan et al. [320] propose un algorithme tourné plus spécifiquement vers le traitement du signal pour l'optimisation des hyper-paramètres.

Plusieurs jeux de données ont été générés. Les impulsions de la sortie découplées ont tout d'abord été considérées, puis trois filtrages différents ont été appliqués pour générer trois autres jeux de données. La figure 5.19 illustre la même impulsion d'exemple tandis qu'un filtre de Savitzky-Golay a été appliqué sur une fenêtre de 5, 20 ou 100 éléments (soit 250 ps, $1,00$ ns ou $5,00$ ns) avec un degré polynomial de 3. Bien que ce filtrage fasse perdre de l'information, les impulsions filtrées ont aussi été testées pour déterminer si le bruit des données occulte des motifs significatifs pour la discrimination de particules. Chaque jeu de données comporte ainsi 60000 impulsions de 3500 échantillons. Le nombre d'évènements neutrons étant minoritaires (1982 impulsions, soit 3,3 %), les quatre jeux précédents ont aussi été rassemblés en un seul pour fournir plus d'impulsions neutrons au réseau.

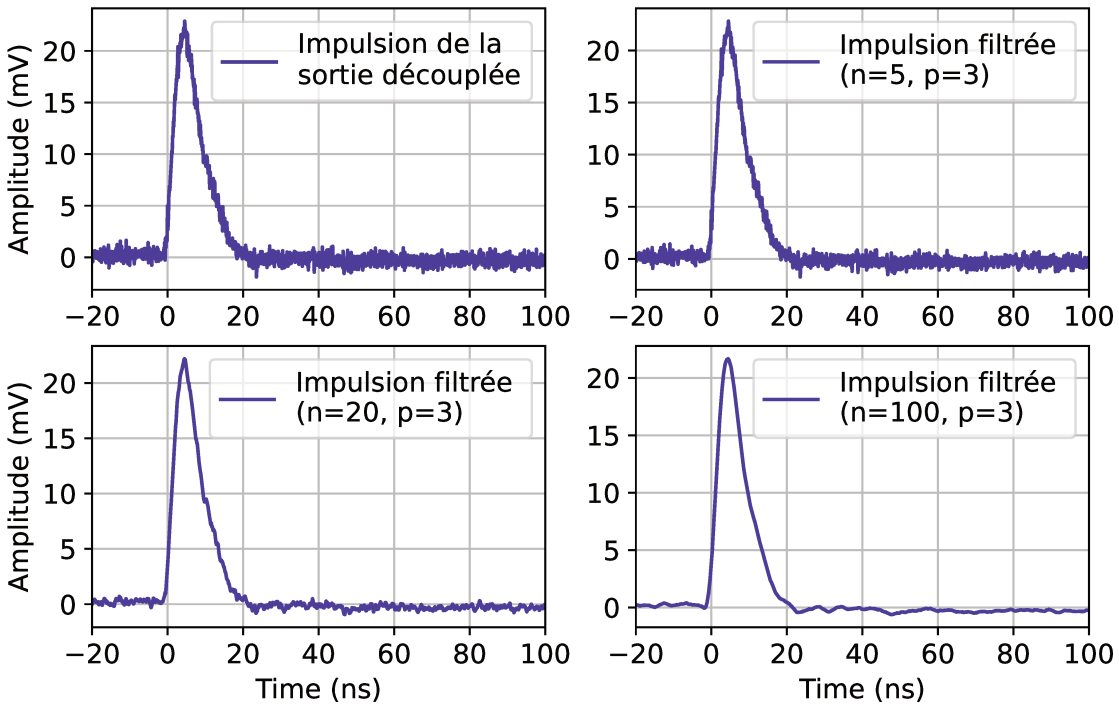

Figure 5.19 – *Exemple d'impulsion enregistrée sur la voie découplée puis filtrée sur différentes fenêtres, un filtre de Savitzky-Golay de degré 3 avec une fenêtre de 5, 20 ou 100 échantillons a été appliqué (respectivement* 250 ps, $1,00$ ns *et* $5,00$ ns*).*

L'architecture ainsi que les traitements ont été réalisés avec la bibliothèque Python de *Tensorflow* [321] en version 2.20. Après importation des données, s'agissant d'apprentissage supervisé, les étiquettes sont aussi importées. Les données sont séparées en trois groupes : entraînement (70 %), validation (15 %) et test (15 %). Elles sont ensuite normalisées et le poids attribué aux impulsions neutrons et indéfinies est augmenté pour tenir compte du déséquilibre dans la quantité de données. Cent époques d'apprentissage sont réalisées. L'évolution de la précision (*accuracy*) et de la perte (*loss*) est tracée à la fin du script ainsi que la matrice de confusion. Si les résultats sont pertinents, un processus d'explicabilité est mis en place, c'est-à-dire que les portions du signal ayant servies à la classification sont mises en valeur pour nous permettre de mieux comprendre le fonctionnement du CNN. Le code complet utilisé pour ce traitement est présenté en annexe 5.5. L'évolution de la perte et de la précision sont illustrées sur la figure 5.20 pour la phase d'entraînement sur l'ensemble des données agrégées.

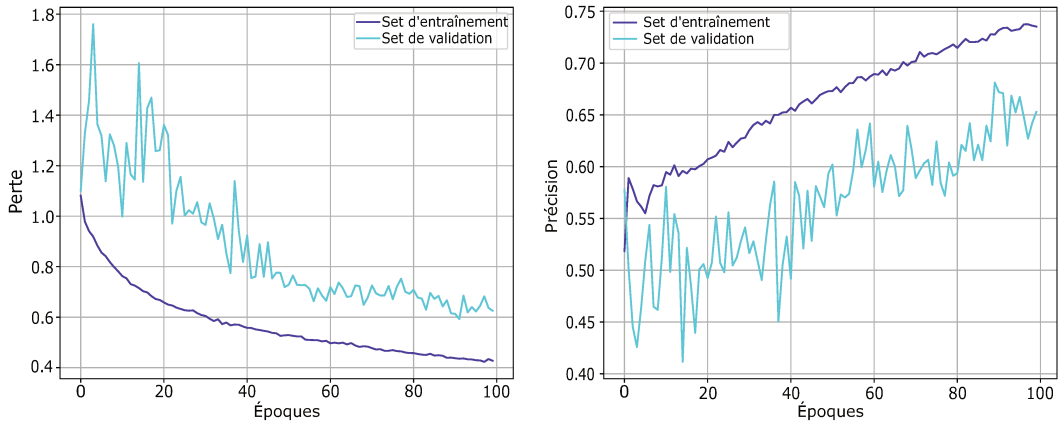

Figure 5.20 – *Évolution de la perte (à gauche) et de la précision (à droite) sur les données d'entraînement et de validation pour le CNN.*

Les matrices de confusion obtenues suite à l'inférence sur les données de test sont représentées par les tableaux 5.2, 5.3, 5.4, 5.5 et 5.6 (n correspond aux neutrons). La précision se calcule en considérant le nombre de prédictions correctes par rapport au nombre de prédictions dans une catégorie. Le rappel se calcule en considérant le nombre de prédictions correctes par rapport au nombre de données initiales (étiquetées) dans une catégorie. Dans les tableaux, la précision se calcule dans une colonne tandis que le rappel se calcule sur une ligne. La discrimination des neutrons est généralement critique car le facteur de pondération des neutrons les rend plus nocifs pour les organismes. De plus, la quantité de données est un facteur important de la performance d'un réseau de neurones. Pour ces raisons, suite à l'entraînement sur les données agrégées, le modèle enregistré a servi de point de départ à un nouvel entraînement. Repris trois fois, ce procédé a ainsi mené à l'équivalent de quatre cents époques d'entraînement. Suite à l'inférence de ce modèle sur les données test, la matrice de confusion présentée dans le tableau 5.7 a pu être calculée.

Le score F1 est une métrique qui se calcule comme moyenne harmonique de la précision et du rappel :

$$F1 = \frac{2 \times precision \times rappel}{precision + rappel} \tag{5.8}$$

Table 5.2 – *Matrice de confusion suite au traitement des impulsions non filtrées par le CNN*

	Prédiction γ	**Prédiction n**	**Prédiction indéf.**	**Total (rappel)**
Étiquette γ	**5415**	998	1282	7695 (0,70)
Étiquette n	268	**527**	213	1008 (0,52)
Étiquette indéf.	122	89	**86**	297 (0,29)
Total (précision)	5805 (0,93)	1614 (0,32)	1581 (0,05)	9000

Table 5.3 – *Matrice de confusion suite au traitement des impulsions filtrées (n=5) par le CNN*

	Prédiction γ	**Prédiction n**	**Prédiction indéf.**	**Total (rappel)**
Étiquette γ	**5101**	1304	1290	7695 (0,66)
Étiquette n	219	**615**	174	1008 (0,61)
Étiquette indéf.	117	106	**74**	297 (0,25)
Total (précision)	5437 (0,94)	2025 (0,30)	1538 (0,05)	9000

Table 5.4 – *Matrice de confusion suite au traitement des impulsions filtrées (n=20) par le CNN*

	Prédiction γ	**Prédiction n**	**Prédiction indéf.**	**Total (rappel)**
Étiquette γ	**4064**	678	2953	7695 (0,53)
Étiquette n	181	**460**	367	1008 (0,46)
Étiquette indéf.	76	66	**155**	297 (0,52)
Total (précision)	4321 (0,94)	1204 (0,38)	3475 (0,04)	9000

Table 5.5 – *Matrice de confusion suite au traitement des impulsions filtrées (n=100) par le CNN*

	Prédiction γ	**Prédiction n**	**Prédiction indéf.**	**Total (rappel)**
Étiquette γ	**7201**	428	66	7695 (0,94)
Étiquette n	592	**398**	18	1008 (0,39)
Étiquette indéf.	239	53	**5**	297 (0,02)
Total (précision)	8032 (0,90)	879 (0,45)	89 (0,06)	9000

Table 5.6 – *Matrice de confusion suite au traitement des impulsions non filtrées et filtrées (n=1, 5, 20 et 100) par le CNN*

	Prédiction γ	**Prédiction n**	**Prédiction indéf.**	**Total (rappel)**
Étiquette γ	**20642**	1406	8731	30779 (0,67)
Étiquette n	606	**2502**	924	4032 (0,62)
Étiquette indéf.	185	105	**899**	1189 (0,76)
Total (précision)	21433 (0,96)	4013 (0,35)	10554 (0,10)	36000

Table 5.7 – *Matrice de confusion suite au traitement des impulsions non filtrées et filtrées (n=1, 5, 20 et 100) par le CNN avec 300 époques supplémentaires*

	Prédiction γ	**Prédiction n**	**Prédiction indéf.**	**Total (rappel)**
Étiquette γ	**25984**	1430	3365	30779 (0,84)
Étiquette n	967	**2746**	319	4032 (0,68)
Étiquette indéf.	394	115	**680**	1189 (0,57)
Total (précision)	27345 (0,95)	4291 (0,63)	4364 (0,16)	36000

Les mesures des matrices de confusion permettent de comparer la performance des différentes classifications. Les scores F1 pour chacun des jeux de données sont exposés dans le tableau 5.8. La tendance des scores reste similaire selon les jeux de données avec des impulsions γ qui sont mieux identifiées que les impulsions neutrons. Le jeu de données avec tous les filtrages rassemblés présente cependant une performance plus homogène. L'ajout d'époques d'entraînement sur ce set montre aussi une amélioration des résultats de la matrice de confusion qui se retranscrit dans les scores F1. Il est plus difficile de conclure sur les classifications en impulsions indéfinies car le réseau peut avoir trouver des caractères qui ont échappés aux études précédentes.

Table 5.8 – *Scores F1 obtenus à partir des matrices de confusion des réseaux CNN*

Scores F1	**Étiquettes γ**	**Étiquettes n**	**Étiquettes indéf.**
Set brut γ	0,80	0.40	0,09
Set filtré, n=5	0,78	0,40	0,08
Set filtré, n=20	0,68	0,42	0,07
Set filtré, n=100	0,92	0,42	0,03
Set agrégé	0,79	0,45	0,18
Set agrégé, 400 époques	0,89	0,65	0,25

Ces résultats montrent qu'un réseau de neurones permet une discrimination des impulsions, cependant, une optimisation reste nécessaire. Tout d'abord, la simplification du réseau en retirant une couche de convolution a amélioré les scores de précision et rappel. De plus, l'augmentation de la quantité de données a aussi amélioré les résultats, on parlera d'augmentation des données. L'augmentation appliquée est un filtrage, Shorten et al. [322] propose par exemple d'autres méthodes d'augmentation qui pourront être testées par la suite. Leur étude traite des images mais les techniques peuvent s'étendre au traitement du signal en une dimension. Dans notre cas, l'augmentation a permis de fournir des données d'entrée avec un rapport signal à bruit artificiellement amélioré. Par la suite, un étiquetage mieux défini permettant de réduire la zone de confusion permettra aussi de mieux catégoriser les données, une expérience par mesure de temps de vol pourra par exemple être mise en place pour diminuer la probabilité de mauvais étiquetage. Enfin, il est aussi possible que l'information de discrimination ne soit pas correctement contenue dans le signal découplé enregistré. En effet, l'oscilloscope apporte un bruit en tension à la mesure ; sa résolution peut aussi être insuffisante pour rendre compte des motifs recherchés dans le signal. Cet aspect est crucial dans les travaux de la thèse, le chapitre 4 a notamment montré qu'adapter la dynamique du signal à l'échelle du CAN peut améliorer la FoM. Les mesures découplées ont une amplitude plus faible que les impulsions standard et n'ont pas été amplifiées dans nos travaux. L'ajout d'un amplificateur adapté, tel que celui proposé par Soriano et al. [304], décrit en sous-section5.1.1, pourrait permettre d'obtenir une meilleure résolution verticale lors de la numérisation tout en bénéficiant de la durée réduite des impulsions pour réduire le risque d'empilement par rapport à la sortie standard.

Le code comporte aussi une partie pour l'explicabilité des résultats, réalisée avec l'approche Grad-CAM [323]. Cette technique permet de se représenter la zone du signal qui a été utilisée pour la prise de décision. La représentation prend la forme d'une carte de chaleur superposée à un signal correctement classé. Les zones avec les couleurs les plus chaudes (rouge) correspondent aux parties ayant fortement contribuées à la classification tandis que les zones de couleurs froides (bleu) ont été peu utilisées pour donner le résultat. La figure 5.21 illustre cette représentation pour un exemple d'impulsion ayant été correctement placé dans la catégorie indéfinie. Cette représentation semble cohérente car la décroissance du signal ressort comme significatif pour l'obtention du résultat. D'autres exemples ressemblent à la figure 5.22 pour laquelle le bruit semble ressortir comme prépondérant, cependant, cette partie du signal contient le passage sous zéro de l'impulsion et les impulsions γ peuvent présenter une composante continue différente de celles des neutrons. L'explicabilité reste limitée et ne permet pas pour le moment de faire ressortir une section unique du signal qui soit critique pour la discrimination et sur laquelle il serait possible de se concentrer avec un traitement moins lourd. Dans le futur, une carte de chaleur étendue à l'ensemble des impulsions pourrait ainsi permettre une meilleure explicabilité.

Par la suite, si un réseau de neurones se révèle plus efficace que les techniques classiques de discrimination de particules, l'objectif sera alors de pouvoir l'embarquer sur des cibles portables. Les capacités de mémoire et de consommation de ces systèmes portables étant contraintes, porter une telle architecture sur un système embarqué demanderait une phase d'optimisation. Il faut tout de même noter que l'apprentissage aura été réalisé en amont et seule la phase d'inférence sera portée sur une cible embarquée. Au prix d'une perte de précision, une phase de quantification permettrait tout d'abord de passer tous les paramètres du modèle sur des nombres entiers et codés avec une moins bonne résolution, en considérant un compromis avec les performances, un optimum peut être considéré. De plus, une phase d'élagage (*pruning*) peut

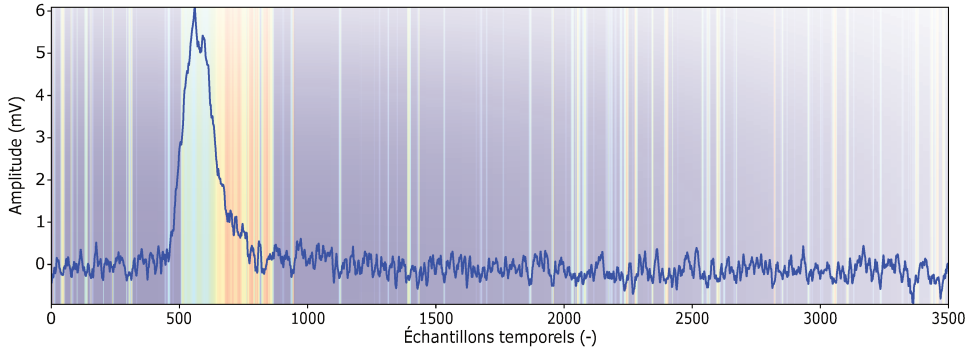

Figure 5.21 – *Exemple d'impulsion indéfinie correctement classée par le CNN superposée à la carte de chaleur des zones exploitées pour la classification, l'impulsion provient du set des données filtrées (n=20), la décroissance a fortement contribué au résultat.*

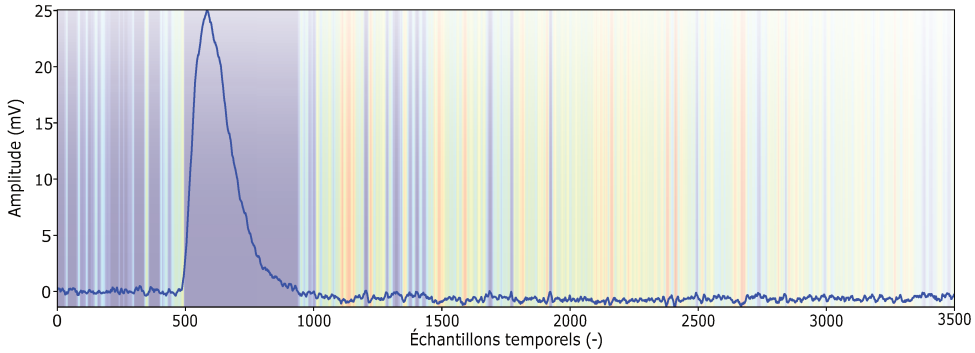

Figure 5.22 – *Exemple d'impulsion indéfinie correctement classée par le CNN superposée à la carte de chaleur des zones exploitées pour la classification, l'impulsion provient du set des données filtrées (n=20), la partie post-impulsion a fortement contribué au résultat.*

être envisagée, elle supprime les connexions dont les poids sont proches de zéro, c'est-à-dire ceux ayant peu d'impact sur le résultat. La simple réduction du nombre de paramètres permettrait aussi d'alléger le modèle, que ce soit par une réduction du nombre d'échantillons en entrée comme ce qui a été réalisé, une réduction du nombre de couche ou de leur complexité. Au prix d'un développement plus chronophage, une architecture FPGA permettrait une faible latence et une parallélisation massive. Un système sur puce (*System on a Chip*, SoC) accompagné d'une unité de traitement neuronal (*Neural Processing Unit*, NPU) est une architecture plus flexible pour laquelle des solutions récentes existent telles que les cartes Nvidia Jetson [324]. Enfin, une cible microcontrôleur serait plutôt à éviter, leurs capacités de mémoire de quelques mégaoctets les orientant vers des réseaux très réduits.

L'utilisation d'un CNN a permis de réaliser une discrimination de particules sur la sortie découplée du SiPM avec un scintillateur plastique discriminant. Il s'agit de travaux préliminaires et plusieurs perspectives sont envisagées comme l'adaptation du signal en amplitude pour la numérisation, l'optimisation de l'architecture ou encore des réflexions pour embarquer le traitement sur un appareil portable. La section suivante illustre un exemple de ce que pourrait être un traitement embarqué pour la discrimination de particules à partir du signal découplé

du SiPM.

5.5 Conception d'un TDC sur FPGA depuis une mesure de ToT sur la sortie découplée

La numérisation étant au cœur de la problématique de discrimination, certains traitements pourraient être réalisés en amont dans la partie analogique. Le temps moyen étant une des pistes privilégiées, le développement d'une mesure de ToT analogique a été imaginé. Celui-ci peut permettre des mesures temporelles avec une meilleure résolution que celle permise par la numérisation. Pour ce faire, un modèle avec un comparateur à hystérésis a été imaginé, de cette façon, il est possible de concevoir une mesure de ToT avec deux seuils. Il s'agit d'une méthode de déclenchement imaginée pour l'étude, d'autres types de signaux de déclenchement pourront aussi être mis en place par la suite. La récupération du signal de déclenchement a été simulée avec LTSpice [272]. Un comparateur haute vitesse, le TLV3801 de Texas Instruments [325], a été choisi pour cette phase de simulation. Celui-ci combine une sortie LVDS qui peut s'interfacer directement avec un FPGA (sortie quasi systématique pour les comparateurs haute vitesse), un temps de propagation de 225 ps avec une variation de $\pm 2,5$ ps, une fréquence de commutation de 3 GHz et temps de montée (20 à 80 %) de 135 ps. La sortie LVDS (transmission différentielle basse tension) est une norme pour une sortie binaire différentielle sur ligne symétrique spécifiant une différence de potentiel de 350 mV sur une résistance de 100 Ω placée entre les sorties. Ces caractéristiques le placent parmi les meilleurs du constructeur concernant les performances temporelles, critiques pour l'application visée.

Le modèle SPICE du TLV3801 a été importé dans LTSpice. Le schéma à hystérésis retenu est illustré par la figure 5.23, il permet de considérer un seuil de 13 mV sur front montant et un seuil de 2 mV sur front descendant. Ces valeurs sont réglables par l'intermédiaire des résistances placées dans le montage. Les seuils ainsi définis pourront permettre une mesure de n'importe quel ToT pour l'impulsion, particulièrement l'instant de son passage sous zéro. De plus, un comparateur à hystérésis bénéficie d'une protection supplémentaire contre les commutations dues au bruit. Dans cet exemple, les sorties différentielles commutent lorsque l'impulsion de la sortie découplée dépasse $6,7$ mV sur front montant et commutent à nouveau lorsque l'impulsion passe sous $1,0$ mV. La figure 5.24 illustre ce comportement avec la représentation de l'entrée : l'impulsion simulée de SiPM, ainsi que la tension de sortie différentielle.

Il est à noter que la résistance de lecture placée sur la sortie découplée influence la durée des impulsions de sortie. La figure 5.25 illustre ce phénomène pour quelques valeurs de résistance. Une résistance plus faible permet au courant de s'écouler plus rapidement et diminue ainsi le risque d'empilement. Cependant, une plus grande résistance permet de fournir plus d'échantillons de numérisation et le passage sous zéro est plus marqué. Ce dernier aspect permet une meilleure résolution dans les mesures de moyennes après le passage sous zéro ou encore de ToT. Pour de futurs développements, il pourra s'agir d'un point d'optimisation en fonction du taux de comptage visé.

Pour compléter cette simulation et tirer parti de la sortie LVDS générée par le montage du comparateur, un TDC a été développé en VHDL avec le logiciel Libero [326]. L'objectif est d'obtenir la durée du créneau généré par le comparateur pour obtenir une mesure de ToT. Le

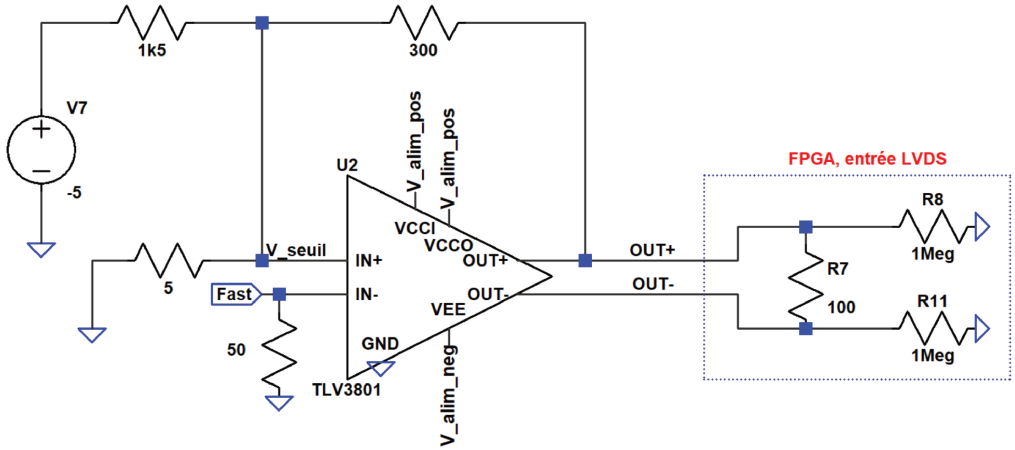

Figure 5.23 – *Schéma du comparateur à hystérésis pour une mesure de ToT sur la sortie découplée, le cadre en pointillés correspond au standard LVDS avec* 100 Ω *entre les sorties différentielles.*

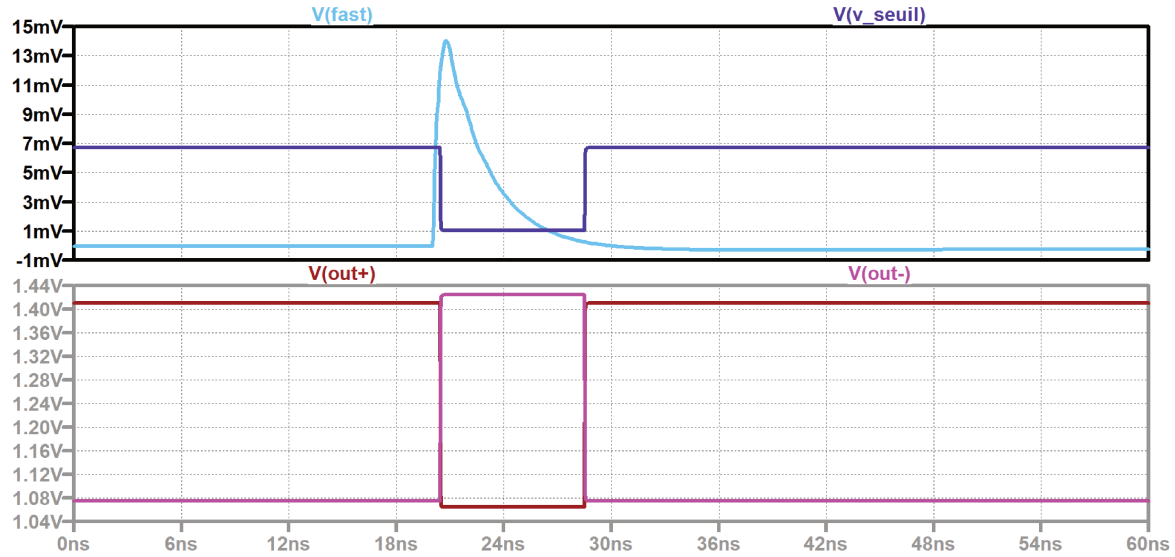

Figure 5.24 – *Impulsion découplée et tensions de sorties obtenues avec le comparateur à hystérésis pour une mesure de ToT, la courbe bleu clair décrit l'impulsion découplée en fonction du temps, la courbe violette le seuil sur l'entrée non-inverseuse, les courbes rouge et rose sont les sorties différentielles du comparateur.*

principe de l'architecture réalisée est illustrée par la figure 5.26. Les sorties OUT+ et OUT- du comparateur, présentes sur la figure 5.24, sont les entrées du montage. Le signal OUT- est retardé par les portes inverseuses placées en série. Lorsque le signal OUT+ présente un front montant à la fin de l'impulsion, celui-ci déclenche la commutation des sorties des bascules D à l'endroit où le signal retardé est parvenu. L'observation de la sortie des bascules D permet ainsi de connaître l'emplacement du créneau dans la chaîne de portes inverseuses successives. A titre d'exemple, le FPGA M2GL025 de Microchip [327] a été considéré. Le temps de propagation standard dans une porte inverseuse en conditions dégradées, indiqué dans sa fiche technique est de 118 *ps*. Il s'agirait ainsi de la résolution théorique atteignable avec cette solution.

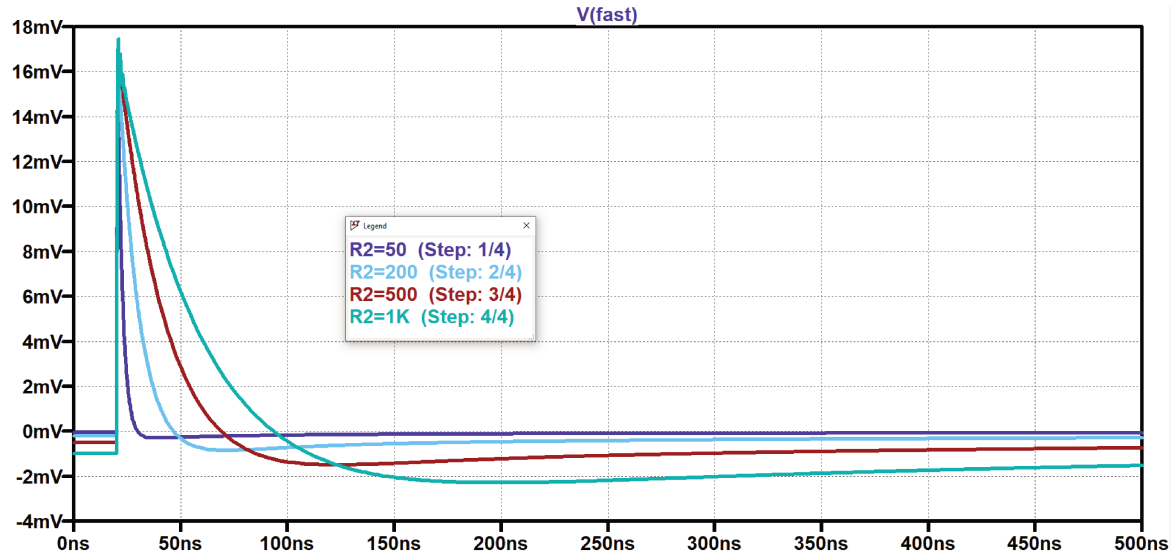

FIGURE 5.25 – *Impulsions découplées simulées en fonction de la résistance de lecture (50 Ω, 200 Ω, 500 Ω et 1 kΩ).*

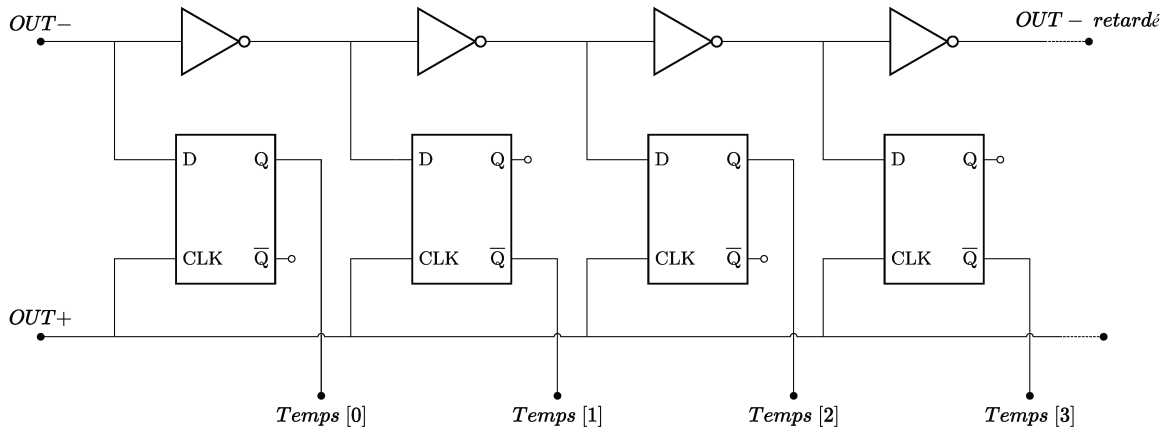

FIGURE 5.26 – *Schéma du principe de l'architecture TDC, les portes NOT retardent le signal OUT+ et les bascules D le transmettent sur front montant de OUT-.*

L'architecture comparateur et TDC décrite étant orientée vers des solutions portables, cette résolution est déjà meilleure que les numériseurs CAEN évoqués dans la thèse (2 *ns* pour le DT5730 [303] et 312, 5 *ps* pour le DT5743 [279]) voués à un utilisation en laboratoire. De plus, les seuils étant analogiques, la résolution verticale n'entre plus en jeu et les performances ne dépendent que du comparateur utilisé. Un chronogramme représentant l'évolution des entrées et sorties de la figure 5.26 est illustré par la figure 5.27. Dans cet exemple, deux portes inverseuses sont placées entre chaque bascule D de façon à faciliter l'observation des signaux. Le temps entre chaque bascule est ainsi de 236 *ps*, avec une commutation de 1000 *ps*, le signal a pu parcourir quatre blocs de retard dans le TDC. Huit blocs de retard et bascules D sont instanciés pour l'exemple, bien que l'architecture est modulaire et peut être mise à l'échelle.

Cette architecture a été simulée avec Libero. Le code VHDL utilisé pour générer la simulation de la figure 5.27 est donné en annexe 5.5. Le placement et routage n'a pas été réalisé mais nécessitera une attention particulière. En effet, la ligne à retard doit générer un retard identique

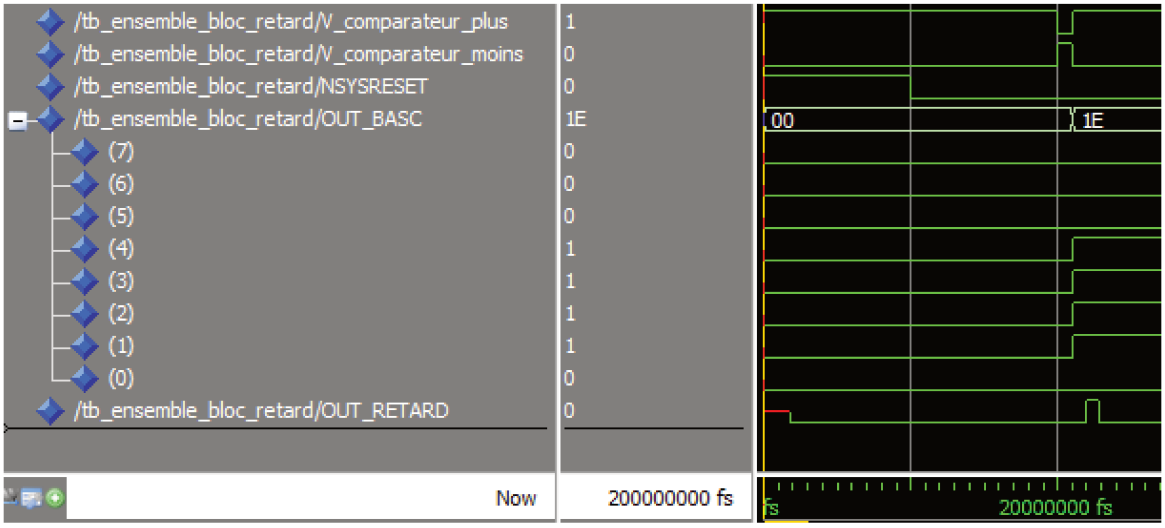

Figure 5.27 – *Chronogramme simulé des signaux du TDC, les sorties du comparateur sont modélisées par V_ comparateur_ plus et V_ comparateur_ moins. Le créneau modélisé commute pendant* 1000 *ps et traverse alors* $\lfloor 1000/236 \rfloor = 4$ *blocs de retard. Pour cet exemple simplifié, seulement 8 bascules sont instanciées. De bas en haut, le chronogramme décrit l'évolution de la borne positive du comparateur, de sa borne négative, le reset du circuit, la sortie des bascules sur 8 bits et la fin de la ligne de retard.*

entre chaque bascule ou du moins connu pour adapter l'interprétation du résultat. En cas de placement éloigné des différentes bascules, le retard augmentera et la résolution temporelle en sera détériorée.

La sortie découplée proposée sur certains SiPM permet de diminuer la durée de l'impulsion : dans notre étude, la durée typique d'une impulsion découplée est de 20 ns contre 500 ns pour une impulsion standard. Cette caractéristique permet de réduire le risque d'empilement des impulsions et ainsi d'envisager la sortie découplée pour des applications à haut taux de comptage. Notre étude a montré qu'il est possible de mesurer l'énergie des impulsions de façon à réaliser des mesures de spectrométrie avec la sortie découplée. Les techniques classiques de traitement du signal pour la discrimination comme la CCM n'ont pas fonctionné sur ce signal. Cependant, l'utilisation d'un CNN a permis de discriminer les contributions neutron et γ, ouvrant la voie à de futurs développements pour l'exploitation de la sortie découplée. Enfin, une ouverture sur les architectures embarquées a été proposée, pour envisager de nouveaux traitements sur les impulsions SiPM, avec la mise en place d'un TDC.

Résumé du chapitre 5 : exploitation de la sortie découplée de SiPM pour la scintillation

Ce chapitre présente la conception d'une carte électronique pour l'acquisition de signaux en provenance de la sortie découplée du SiPM ainsi que la mesure des signaux pour la spectrométrie et la discrimination neutron-γ. La sortie découplée offerte par certains SiPM du commerce permet de réduire la durée des impulsions de un ou deux ordres de grandeurs selon l'électronique de lecture.

- La littérature pour l'utilisation de la sortie découplée est pauvre par rapport aux études sur la sortie standard des SiPM. Cependant, des mesures de spectrométrie et de discrimination ont pu être réalisées, bien que les performances restent dégradées. La littérature montre qu'un étage d'amplification permet d'amplifier les impulsions en ne dégradant que peu leurs performances temporelles.
- Les travaux de la thèse ont mené à la conception d'une carte dédiée à l'acquisition de signaux découplés d'un SiPM. L'immunité au bruit a été un point crucial de sa conception.
- Des mesures de spectrométrie ont pu être réalisées par l'exploitation de la sortie découplée grâce à la carte réalisée. Les corrélations entre l'amplitude et l'intégrale des impulsions, découplée et standard, ont ainsi pu être mesurées.
- Des méthodes variées ont été mises en place pour la discrimination de particules sans utilisation de compensation. Tout d'abord les méthodes classiques qui peuvent être observées dans la littérature et au laboratoire ont été menées. Une méthode statistique par ACP a ensuite été réalisée. Enfin, un CNN a été réalisé en Python pour trouver des motifs qui auraient échappés à l'étude. Le traitement avec le CNN est parvenu à discriminer les impulsions neutrons et γ. Ces traitements fournissent de nombreuses pistes pour la suite, décrites dans les perspectives.
- Le temps moyen des impulsions s'est détaché dans les traitements comme voie de recherche pour la suite. Pour cette raison, une architecture avec un comparateur à hystérésis et un TDC sur FPGA a été imaginée et simulée. Ces développements, couplés à un développement de cartes faible bruit, pourraient permettre de s'acquitter des limites rencontrées dans les traitements précédents (fréquence d'échantillonnage et résolution verticale).

Les chapitres suivants concluent sur les travaux de la thèse et présentent les perspectives soulevées par l'étude. Les aspects qui pourront être améliorés sont aussi mis en avant.

Summary of chapter 5 : SiPM fast output use for scintillation

The present chapter details the design of an electronic board for the acquisition of signals from the fast output of the SiPM, in addition to the measurement of signals for spectrometry and neutron-γ discrimination. The fast output offered by some commercially available SiPMs reduces pulse duration by one or two orders of magnitude, depending on the readout electronics.

- The literature on the use of fast output is sparse compared to studies on standard SiPM output. However, spectrometry and discrimination measurements have been carried out, although performance remains reduced. The literature shows that an amplification stage can amplify pulses with little degradation in their temporal performance.
- The thesis work led to the design of a card dedicated to the acquisition of fast ouput signals from a SiPM. Noise immunity was a crucial aspect of its design.
- Spectrometry measurements were performed using the fast output thanks to the resulting circuit board. Correlations between the amplitude and integral of the pulses, decoupled and standard, were thus measured.
- Various methods were implemented for particle discrimination without the use of a compensation network. First, the classic methods that can be found in the literature and in the laboratory were carried out. A statistical method using PCA was then performed. Finally, a CNN was implemented in Python to find patterns that may have been missed in the study. Processing with CNN successfully identified neutron and gamma pulses. These treatments provide many ideas for future work, as described in the outlook section.
- The average pulse time stood out in the processing as a potential way forward for further research. For this reason, an architecture with a hysteresis comparator and a TDC on FPGA was designed and simulated. These developments, coupled with the development of low-noise boards, could make it possible to overcome the limitations encountered in previous processing methods (sampling frequency and vertical resolution).

The following chapters conclude the work carried out in the thesis and present the prospects raised by the study. Areas for improvement are also highlighted.

Conclusion

Pour détecter et mesurer la radioactivité, les scintillateurs convertissent l'énergie des rayonnements ionisants avec lesquels ils interagissent en photons visibles. Un photomultiplicateur permet d'observer les photons de scintillation que le scintillateur émet en générant un signal électrique observable. Cette mesure sert à plusieurs domaines applications, comme l'astronomie, le démantèlement, le domaine médical ou encore la sécurité et la sûreté. Chaque domaine possède des contraintes qui lui sont propres, auxquelles plusieurs types de capteurs permettent de répondre. Les scintillateurs plastiques sont des capteurs qui permettent de réaliser la majorité des mesures de l'instrumentation nucléaire : comptage, spectrométrie, mesures temporelles et discrimination de particules. Les scintillateurs permettent de discriminer les différents types de rayonnements par la forme de l'impulsion. La différence entre les impulsions lumineuses peut être subtile, pour générer un signal électrique image du signal lumineux, les photomultiplicateurs doivent alors le traiter avec le moins de déformation possible. Les tubes photomultiplicateurs (PMT) et les photomultiplicateurs silicium (SiPM) sont les deux technologies principales qui permettent de remplir ce rôle. Chaque technologie possède ses avantages, les PMT s'orientent plutôt vers une utilisation en laboratoire tandis que les SiPM, plus récents, permettent une miniaturisation des systèmes portables de par leur format compact et leur résistance mécanique. Les SiPM présentent des performances moindres que les PMT lors de mesures de spectrométrie ou de discrimination de particules. Cependant, leur taille réduite permet de concevoir des systèmes multi-voies et les ouvre ainsi à d'autres applications. De nouveaux besoins émergent dans l'industrie nucléaire pour des systèmes de détection embarqués et généralistes, c'est-à-dire capables de réaliser toutes les mesures. Les concevoir avec des SiPM pourrait permettre de répondre à ces nouveaux cas d'usages.

L'objectif de la thèse était de lever les différents verrous pour la conception d'une architecture portable et générique pour l'acquisition de signaux SiPM dans le cadre de la mesure par scintillation plastique. Les scintillateurs plastiques permettent de générer des impulsions lumineuses avec une décroissance rapide, permettant des mesures à haut taux de comptage. Les développements pour une architecture adaptée doivent ainsi considérer ces variations rapides du signal. La séparation des contributions neutron et γ était au cœur des travaux de la thèse et leur discrimination a été réalisée par la forme des impulsions. Cette mesure est possible grâce à la scintillation plastique mais elle nécessite de préserver la forme des impulsions lumineuses lors de leur conversion en signal électrique. Enfin, l'architecture électronique devra à terme être capable de s'adapter à un nombre de voies variables. Cet aspect permettra de s'accomoder d'une configuration variable des capteurs (taille, disposition) et ainsi permettre de localiser les interactions pour par exemple ouvrir la voie à des perspectives en imagerie.

Le premier chapitre a présenté une introduction à la radioactivité et à l'instrumentation nucléaire. Ce contexte a permis de placer le cadre de la thèse : la mesure de rayonnements ionisants par scintillation. Les différents types de mesures ont été présentés. Ces mesures possèdent chacune des contraintes qui se répercutent sur l'électronique de traitement utilisée. L'accent a été mis sur les photomultiplicateurs pour la scintillation et ont mis qu'il existe deux grandes familles : les PMT et les SiPM. Pour le développement d'un système générique, s'appuyant sur des SiPM, plusieurs types de mesure doivent être pris en compte, le comptage, la mesure d'énergie, la localisation, la discrimination de particules et la mesure temporelle. Un autre aspect à prendre en compte est la capacité à traiter des hauts taux de comptage.

Le chapitre 2 a dressé un état de l'art des systèmes d'acquisition avec des SiPM. Pour chacune des mesures visées, on trouve des architectures dédiées, en général, conçues autour de CAN rapides et de FPGA. Pour gérer plusieurs voies, il est possible de concevoir des circuits de multiplexage permettant de localiser les interactions dans des matrices de SiPM et ainsi réaliser des applications d'imagerie. Des circuits intégrés dédiés (ASIC) ont été développés et adressent les mesures de spectrométrie et de mesures temporelles avec une voie par SiPM. Cependant, ces circuits ne fournissent pas une architecture générique pour la mesure des signaux de SiPM. Ils ne permettent pas de mesures de discrimination de particules et leur nombre de voies est fixe. Pour la discrimination, la littérature montre que les SiPM obtiennent des résultats dégradés par rapport aux PMT. De plus, les SiPM ne sont pas utilisés pour les applications à haut taux de comptage, en raison de leur temps mort. Dans le but de concevoir une architecture électronique générique, plusieurs pistes de travail ont été identifiées. Les travaux de la thèse se concentrent dans un premier temps sur la discrimination neutron-γ. Cet aspect a orienté les développements de la thèse vers une compréhension de l'ensemble de la chaîne de mesure de façon à comprendre les enjeux de chaque étape de l'acquisition.

Le chapitre 3 a présenté le développement de modèles de simulation pour les photomultiplicateurs dans le but de concevoir des systèmes pour la discrimination de particules. Des modèles de simulation PMT ont été proposés, ils permettent de comparer les performances intrinsèques du capteur à celles du modèle SiPM. De cette façon, il est possible de définir les capacités propres à chaque photomultiplicateur. Le premier modèle a pris en compte le comportement global du PMT selon une réponse gaussienne pour modéliser le temps de vol de l'électron à l'intérieur du tube. Grâce à une imagerie à rayons X, il a été possible de représenter les composants internes du PMT utilisé dans les travaux. Le deuxième modèle a ainsi pu prendre en compte les temps de vol intermédiaires dans le PMT par la prise en compte du comportement des dynodes. A cela a été ajouté le temps de génération des électrons secondaires sur les dynodes. Un scanner a permis d'obtenir numériquement la structure en trois dimensions du PMT. Cette expérience a permis de modéliser les potentiels dans le PMT de façon plus précise que précédemment et a ouvert la voie à des simulations plus réalistes des phénomènes physiques. Pour réaliser la comparaison, la modélisation du SiPM a été réalisée par un modèle SPICE. Un schéma électrique équivalent de la littérature a été étendu à l'aide de scripts Python pour prendre en compte l'aspect temporel des flux lumineux du scintillateur. Pour modéliser ce flux lumineux de manière réaliste, une expérience de scintillation a été mise en place. Celle-ci a permis d'obtenir un modèle mathématique de la contribution du scintillateur, pour les neutrons, ainsi que pour les γ. Ces données ont été utilisées par une simulation Geant4 pour fournir des données d'entrée aux modèles des photodétecteurs. Ces travaux ont permis de développer une modélisation de la partie détecteurs de la chaîne d'acquisition, de façon à pouvoir comparer les différents pho-

tomultiplicateurs et à développer par la suite une électronique adaptée. Ils pourront également être utilisés dans le cadre de dimensionnement de chaînes de mesure s'appuyant sur des PMT ou des SiPM.

Le chapitre 4 a mesuré l'impact de l'amplification des signaux SiPM pour la discrimination de particules par scintillation plastique. Les architectures d'amplification et références envisagées pour l'étude ont été extraites de la littérature. Celles-ci ont été modélisées avec LTSpice tout comme le modèle SiPM placé en amont. Les simulations ont montré l'impact théorique de l'impédance d'entrée et de la référence sur la bande passante ainsi que l'allure des signaux de sortie. Après conception de circuits imprimés pour tester les schémas, plusieurs architectures ont pu être mis en place. En assemblant une chaîne d'acquisition complète, il a été possible de réaliser des mesures de scintillation pour la discrimination neutron-γ. L'étude a montré que l'ajout d'un amplificateur de tension a permis d'améliorer les performances de discrimination par rapport au SiPM seul. L'étude a aussi montré qu'un amplificateur à transimpédance a permis d'améliorer les performances par rapport au SiPM seul tout en réduisant la durée des impulsions. Cette architecture permet ainsi de faciliter l'intégration des SiPM dans des systèmes à haut taux de comptage, dans lesquels le risque d'empilement doit être minimisé. Les amplificateurs de charge dans la littérature permettent de meilleurs résultats de discrimination, cependant ils allongent les impulsions et augmentent le risque d'empilement. Les travaux réalisés montrent donc que les amplificateurs représentent un développement crucial pour la mise en place de chaînes d'instrumentation avec des SiPM, notamment pour gérer des hauts taux de comptage.

Dans le chapitre 5, nous avons exploré la possibilité d'exploiter la sortie découplée du SiPM pour réduire le risque d'empilement et ainsi réaliser des mesures à haut taux de comptage. Cette sortie proposée par certaines références permet de diminuer la durée des impulsions d'environ deux ordres de grandeurs par rapport à la sortie standard. Des mesures de spectrométrie et de discrimination de particules ont été réalisées dans la littérature pour exploiter cette sortie. Cependant, les performances obtenues restent en deçà de celles de la sortie standard. Pour de futurs développements, des CAN plus rapides et mieux résolus que ceux utilisés pour la sortie standard du SiPM pourront être envisagés. Cependant, cette contrainte génère un coût pour les aspects d'embarquabilité qui doit être mesuré. Une carte spécifique a été développée de façon à protéger la sortie découplée des perturbations électro-magnétiques. Des mesures de spectrométrie ont permis d'obtenir une linéarité entre la sortie découplée et la sortie standard supérieure à la littérature. Pour la discrimination de particules, la discrimination par comparaison de charge n'a pas permis d'obtenir de résultats probants. Un réseau de neurones convolutifs a ensuite été mis en place et a permis de discriminer les rayonnements γ des neutrons. Enfin, des réflexions sur une architecture portable ont orienté l'étude vers un premier développement sur FPGA, qui pourra permettre un traitement des impulsions découplées.

Ces travaux avaient pour vocation de poser les bases de la conception d'une chaîne de mesure générique pour des applications de l'instrumentation nucléaire en s'appuyant sur un couple scintillateur plastique et SiPM. Les travaux de la thèse ont mis en évident plusieurs points clés impactant les performances des SiPM, avec le besoin d'étudier chaque étape de la chaîne d'acquisition plutôt que de travailler avec des systèmes globaux. Une amplification analogique permet d'améliorer les performances des mesures, que ce soit pour profiter de la résolution verticale des CAN en augmentant l'amplitude des signaux, pour profiter de la fréquence d'échantillonnage en les allongeant ou en limitant l'empilement par une diminution de la durée des impulsions.

La numérisation est un facteur clé de l'acquisition, elle doit ainsi être choisie en cohérence avec le traitement analogique réalisé en amont. Enfin, de nombreux traitements différents peuvent être mis en place pour la discrimination de particules, certains peuvent en effet occulter la séparation des contributions comme par exemple lors de l'exploitation de la sortie découplée. Cependant, certains aspects n'ont pas pu être traités lors de cette thèse, bien qu'ils jouent un rôle primordial pour la scintillation avec des SiPM, le chapitre suivant propose des perspectives et améliorations à mettre en place dans le cadre de futurs travaux.

Discussion et perspectives

Évolution de l'état de l'art

Durant les travaux de la thèse, de nouveaux développements ont émergé dans la littérature. Un nouvel état de l'art permettra ainsi de mettre à jour les connaissances sur les électroniques dédiées à la discrimination de particule pour les SiPM. Des architectures hybrides émergent, faisant intervenir à la fois un ASIC et un FPGA [328] avec des SiPM, par exemple pour des mesures d'imagerie. Cette approche permet de préserver au maximum la charge générée au cours du temps par le SiPM tout en réalisant le traitement sur FPGA. Comme mentionné dans l'état de l'art au chapitre 2, la littérature suggère aussi des développements actuels pour la conception d'un ASIC dédié à des mesures de discrimination [145-147].

Les SiPM numériques sont une autre technologie qui pourraient changer les paradigmes de l'acquisition des signaux de scintillation [329-331]. En effet, selon les avancées technologiques dans le domaine, il est possible d'imaginer des architectures intégrées où le traitement est réalisé au niveau de chaque micro-cellule.

La simulation des photomultiplicateurs pourraient aussi bénéficier de bibliothèques libres qui n'auraient pas été identifiées dans la littérature. Dans l'étude, chaque partie de la simulation a été réalisé avec un outil différent, il est ainsi possible d'imaginer une simulation intégrée dans un seul environnement, tel que peut le faire Geant4 avec la bibliothèque G4SiPM par exemple [254]. L'objectif reste de privilégier les outils libres et ouverts.

Simulation des chaînes de mesures pour la scintillation

Les modèles de simulations PMT et SiPM nécessitent à la fois une amélioration et une validation expérimentale. Tout d'abord, la simulation physique du PMT à partir de la modélisation par le scanner pourra être étendue d'un modèle de deux à trois dimensions. Pour conduire la simulation à son terme, à partir du champ électrique, le trajet des électrons pourra être reconstruit. Pour cela, l'étape de génération des électrons secondaires devra être modélisée de façon réaliste, avec une éventuelle dépendance selon le matériau et la profondeur d'absorption. Les processus physiques à l'intérieur du PMT pourront ainsi faire l'objet de travaux spécifiques.

La validation expérimentale du modèle du PMT n'a pas été réalisée de façon directe, or celle-ci pourrait permettre de corriger le modèle ou de de se rendre compte d'éventuelles simplifications. Le chapitre 4 comporte une caractérisation du PMT mais celle-ci a été réalisée pour des impulsions à plusieurs photons. Une expérience pourra alors être mise en place pour enregistrer des impulsions monophotoniques. Cependant, un dispositif spécifique devra être mis en place

pour la mesure du temps de vol à l'intérieur du PMT.

La validation expérimentale du SiPM n'a pas non plus été réalisée, notamment en raison du bruit qui modifiait la forme des impulsions monophotoniques. Un travail de caractérisation de plusieurs références de SiPM pourra aussi être conduit de façon à obtenir les valeurs des composants équivalents du modèle électrique. Une base de données pourra ainsi être proposée pour être comparée aux résultats d'autres laboratoires. Le modèle de simulation SiPM fonctionne pour obtenir des impulsions en fonction de l'impulsion lumineuse du scintillateur. Cependant, il est nécessaire d'optimiser le modèle SPICE et d'automatiser les traitements pour obtenir en sortie une valeur de FoM par une PSD sur chaque impulsion. La modélisation des impulsions lumineuses a été obtenue par une expérience de scintillation en séparant la contribution du scintillateur de celle du PMT. Cette représentation possède une limite car la réponse du PMT n'est pas une gaussienne, le temps de montée est en effet plus court que le temps de décroissance. Ce phénomène modifie le résultat du calcul des temps de décroissance pour le scintillateur mais son impact peut être compensé en réalisant une première mesure sur des impulsions monophotoniques.

Apport de l'amplification pour les SiPM

L'amplification des signaux SiPM a permis de montrer qu'elle peut améliorer la FoM pour les mesures de discrimination neutron-γ. Ce résultat a été obtenu avec la référence AD8014, amplificateur du constructeur *Analog Devices*, tandis que les autres références (AD8065 et ADA4899) ont détérioré la FoM. Beaucoup d'autres références pourront ainsi être testées, notamment des amplificateurs radio-fréquences, bien qu'ils soient coûteux, pour comparer leurs performances à celles des amplificateurs grand public, moins chers. Les références LMH6629 et AD8009 apparaissent aussi dans les études avec des SiPM et pourront donc intégrer la comparaison. Des circuits imprimés dédiés pourront être conçus pour ces références de façon à diminuer les perturbations électromagnétiques et maximiser le rapport signal à bruit. De manière générale, le banc de tests pourra aussi être amélioré par l'ajout d'un blindage ou encore une meilleure collecte de la lumière de scintillation par l'ajout de plus de SiPM ou l'utilisation d'une matrice de scintillateurs pixellisés. De plus, un système de compensation de la température devra être mise en place pour envisager le déploiement sur des systèmes portables, bien que des travaux soient réalisés actuellement en ce sens au laboratoire.

Les architectures d'amplificateurs de charge n'ont pas pu être comparées aux autres architectures, car des composants ont dû être ajoutés pour que les montages soient stables. En effet, des oscillations apparaissent en sortie des circuits, et pour les compenser, une résistance doit être placée en série de la sortie ou en entrée. Les montages comparés ne sont alors plus identiques. Pour obtenir un point de comparaison, il sera possible de tester des amplificateurs de charge intégrés, déjà optimisés pour les mesures avec des SiPM, tels que ceux proposés par le fabricant Cremat [332].

La comparaison entre les architectures et références a été réalisée mais une mesure avec le même scintillateur sur un PMT n'a pas été menée au cours de la thèse. Cette mesure permettra de mesurer l'écart de FoM entre SiPM et PMT pour un scintillateur donné et ainsi de voir le gain relatif apporté par l'amplification.

Exploitation de la sortie découplée des SiPM

Pour des applications nécessitant des mesures à haut taux de comptage, la sortie découplée des SiPM a permis de réaliser des mesures de spectrométrie ainsi que de la discrimination neutron-γ grâce à un CNN. Les mêmes optimisations proposées pour l'amplification des signaux pourront être mises en place : plus de SiPM et tests d'autres références, scintillateur pixellisé et compensation en température. Pour l'amplification cependant, il est nécessaire de prendre en compte la bande passante des signaux découplés et l'amplification choisie ne doit pas augmenter la durée des impulsions. En effet, l'objectif est de conserver des signaux plus courts que la sortie standard pour limiter le risque d'empilement dans le cadre de mesures à haut taux de comptage. Les amplificateurs radio-fréquences pourront par exemple être testés. Les circuits de compensation du passage à zéro pourront aussi être intégrés à l'expérience pour comparer leurs performances en spectrométrie et en discrimination aux solutions développées pendant la thèse.

Les solutions d'apprentissage automatique pour la discrimination de particule sur la sortie découplée ont été introduites mais n'ont pas été optimisées. D'autres types de réseaux de neurones comme des réseaux récurrents (RNN) ou des auto-encodeurs pourraient être comparés aux résultats obtenus avec un CNN. Plusieurs architectures pourront aussi être comparées à celle qui a été choisie en changeant les hyper-paramètres : nombre et types des couches, nombres de neurones ou encore taille des noyaux de convolution par exemple. La base de données d'entrée pourra aussi être élargie de façon à fournir plus d'exemples d'impulsions neutrons au réseau lors de l'apprentissage. De plus, l'étiquetage des impulsions a été effectué par CCM, une discrimination par mesure de temps de vol permettra de réduire la zone de confusion et donc d'obtenir un étiquetage plus fiable des données. Les traitements par utilisation de réseaux de neurones restent cependant coûteux en termes de ressources de calcul, une comparaison des temps de calcul par rapport aux méthodes classiques de PSD pourra alors être mise en place, telle qu'elle a pu être réalisée dans la littérature [170].

Considérations générales

Dans toutes les expériences réalisées, la numérisation a montré qu'elle joue un rôle primordial pour la résolution en énergie ou le calcul de la FoM. Cet aspect a été mis en valeur dans la littérature [208] tout comme la fréquence de numérisation. Les CAN utilisés dans les travaux de la thèse présentaient tous des compromis : en fréquence de numérisation, résolution verticale ou bruit en tension. Le choix d'un CAN pour la conception d'une architecture embarquée est donc critique selon l'application et les performances visées. Un amplificateur adapté pourra être utilisé en accord avec ces choix, il permettra notamment de réduire la durée des impulsions (TIA), de les allonger pour obtenir plus d'échantillons (CSA) ou de considérer un choix intermédiaire (VA). Quoi qu'il en soit, l'amplification permet de s'adapter à la dynamique d'entrée du CAN et donc de profiter au maximum de sa résolution verticale. Dans des conditions de haut taux de comptage pour lesquels le TIA ne suffit plus à limiter l'empilement, la sortie découplée pourra alors être envisagée.

Une fois l'amplificateur et le CAN choisis en adéquation, il est possible de réaliser les traitements sur une architecture dédiée mais reconfigurable, telle qu'un FPGA. Il sera alors possible de proposer une configuration par cas d'application, avec potentiellement l'ajout de réseaux de

neurones embarqués dans le cas où la durée d'inférence est acceptable par rapport au taux de comptage.

Certains paramètres de l'acquisition pourront aussi être optimisés. Il existe par exemple dans la littérature des travaux sur l'optimisation de la résolution en énergie et FoM en modifiant la tension de polarisation des SiPM [189, 333]. En effet, la tension de polarisation augmente le rendement de détection mais aussi le bruit thermique. La FoM pourra être optimisée en modifiant d'autres paramètres des capteurs tels que l'ajout d'une feuille de plomb par exemple, qui permet de filtrer les γ de faible énergie, l'épaisseur et la forme du scintillateur, la référence, le nombre et la position des SiPM. En effet, l'électronique d'acquisition joue le rôle d'intermédiaire qui fait toujours perdre de l'information par rapport à l'impulsion générée par le capteur. Ce dernier reste le point déterminant pour la construction d'un signal exploitable.

Annexes

Annexes au chapitre 4

Calcul des impédances d'entrée des montages amplificateurs

Dans les montages amplificateurs, il est possible de définir une impédance Z_C [Ω] de contre-réaction et d'en déduire les impédances d'entrée de chaque montage. L'exemple de l'amplificateur de charge est tout d'abord traité en détail.

Les variables utilisées (certaines sont représentées dans la figure A.1) sont :

- ω [s^{-1}] la pulsation du signal d'entrée considéré,
- C_C [F] le condensateur placé en contre-réaction du montage,
- A_0 [$-$] le gain en boucle ouverte,
- I_{in} [A] le courant d'entrée,
- I_f [A] le courant dans la boucle de contre-réaction,
- I_d [A] le courant entrant dans l'entrée inverseuse,
- V_{out} [V] la tension de sortie.

Entre les bornes inverseuse et non-inverseuse, sont placées en parallèle mais non représentées sur la figure, les éléments internes de l'amplificateur :

- C_d [F] la capacité équivalente,
- R_d [Ω] la résistance équivalente.

Le calcul de l'impédance d'entrée en prenant compte des imperfections de l'amplificateur opérationnel peut se conduire à partir d'une loi des nœuds sur l'entrée inverseuse du montage :

$$I_{in} = I_d + I_f \tag{9}$$

$$V^- = Z_d.I_d \tag{10}$$

$$\text{Avec } Z_d = \frac{R_d}{1 + j\omega.R_d.C_d} \tag{11}$$

$$\tag{12}$$

$$\text{Donc } I_d = V^-(\frac{1 + j\omega.R_d.C_d}{R_d}) \tag{13}$$

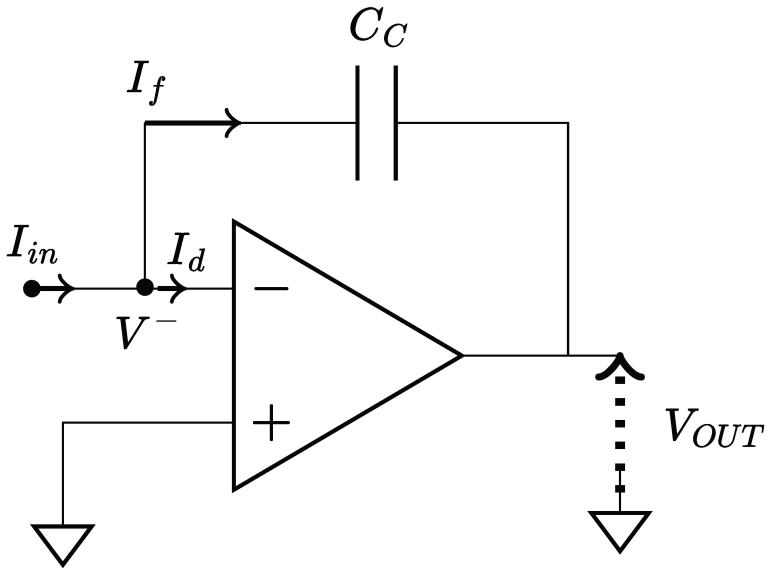

Figure A.1 – *Architecture d'amplificateur de charge.*

Dans la seconde branche :

$$I_f = j\omega.C_C(V^- - V_{out}) \tag{14}$$

Or,

$$V_{out} = A_0(V^+ - V^-) \tag{15}$$
$$= -A_0.V^- \tag{16}$$

Donc,

$$I_f = j.\omega.C_C(V^- - (-A_0.V^-) \tag{17}$$
$$= V^-.j\omega.C_C(1 + A_0) \tag{18}$$

Finalement,

$$I_{in} = V^- \left(j\omega.C_C(1 + A_0) + \frac{1 + j\omega.R_d.C_d}{R_d} \right) \tag{19}$$

$$\tag{20}$$

$$= V^- \frac{1 + j\omega[(1 + A_0)C_C.R_d + C_d.R_d]}{R_d} \tag{21}$$

Soit,

$$Z_{in,CSA} = \frac{V_{in}}{I_{in}} = \frac{R_d}{1 + j\omega[(1 + A_0)C_C.R_d + C_d.R_d]} \tag{22}$$

En remplaçant l'impédance équivalente du condensateur de la contre-réaction par celle d'une résistance, il est possible de traiter le cas de l'amplificateur à transimpédance, $Z_C = 1/(j\omega.C)$ devient R_C.

Le calcul de l'impédance d'entrée d'un amplificateur à transimpédance conduit alors à :

$$Z_{in,TIA} = \frac{V_{in}}{I_{in}} = \frac{R_C.R_d}{R_d(1+A_0) + R_C(1+j\omega.R_d.C_d)}. \tag{23}$$

L'impédance d'entrée d'un amplificateur de tension s'obtient en additionnant la résistance série avec le dernier résultat :

$$Z_{in,VA} = R_I + Z_{in,TIA} = \frac{R_C.R_d}{R_d(1+A_0) + R_C(1+j\omega.R_d.C_d)}. \tag{24}$$

Annexes au chapitre 5

Tracés des mesures réalisées sur la sortie découplée du SiPM pour la discrimination de particules

Cette section illustre les résultats des mesures réalisées dans la section 5.4 pour la discrimination neutron-γ en utilisant la sortie découplée d'un SiPM C-60035 d'Onsemi.

Les grandeurs calculées pour chaque impulsion sont :

- l'amplitude maximale (A_{max}),
- l'amplitude minimale (A_{min}),
- le temps correspondant au maximum (t_{max}),
- le temps correspondant au minimum (t_{min}),
- l'intégrale de l'impulsion entière (I_{tot}),
- l'intégrale de l'impulsion entière en valeur absolue ($I_{abs,tot}$),
- une intégrale courte, calculée à partir du maximum, sur n points, de l'impulsion en valeur absolue ($I_{abs,courte,n}$),
- le ratio TTT de l'impulsion en valeur absolue, calculée comme :

$$ratio - TTT_n = \frac{I_{abs,tot} - I_{abs,courte,n}}{I_{abs,tot}}, \tag{25}$$

- le temps correspondant à une tension nulle après t_{max} (t_{zero}),
- la valeur moyenne du signal après t_{zero} ($V_{moy,t>0}$),
- le temps moyen de l'impulsion et de l'impulsion en valeur absolue, c'est-à-dire la moyenne des temps pondérée par la valeur de la tension (t_{moy} et $t_{abs,moy}$),
- le ToT avec un seuil unique de $0,5 * A_{max}$ ($ToT_{0,5}$),
- les mêmes grandeurs calculées sur le signal filtré (Savitzky-Golay (n=20, d=3), exposé dans la section 5.3.

Par concision, seuls certains couples de mesure sont illustrés ici en complément des figures du chapitre 5.

Les pages suivantes présente les figures de certaines grandeurs en fonction d'autres. Les mêmes notations que celles mentionnées dans la liste précédente sont utilisées sur les axes des diagrammes. La première partie présente les mesures sur le signal initial. Dans la deuxième partie, les impulsions ont été transformées par le calcul de leur valeur absolue. Enfin, une troisième partie présente les mesures réalisées sur le signal filtré. Les impulsions neutron et γ ont été étiquetées par comparaison de charge sur la sortie standard du SiPM. Les évènements catégorisés en tant que neutron correspondent à des points bleu clair, tandis que du violet est utilisé pour les γ.

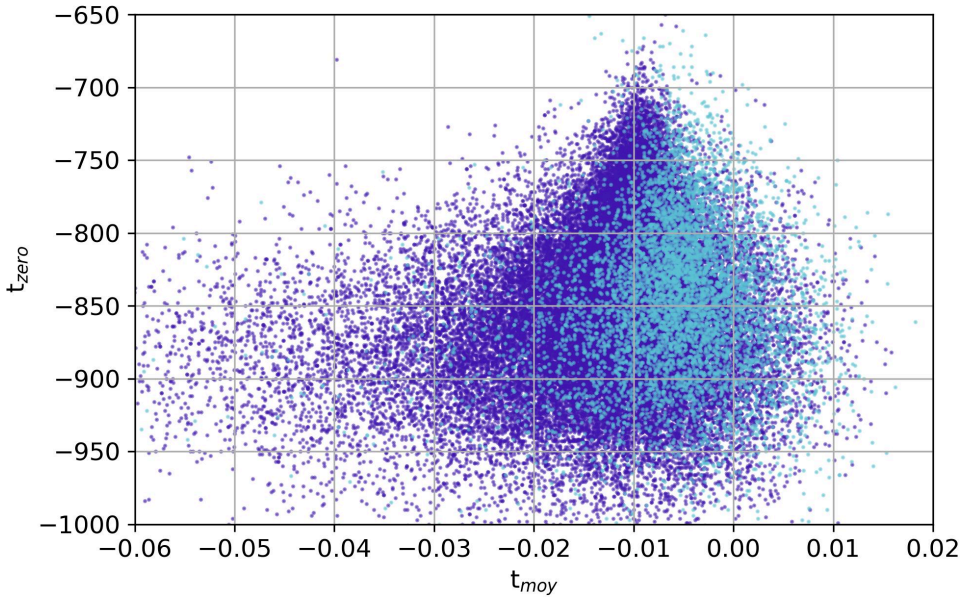

Figure A.2 – *Tracé des temps de passage à zéro en fonction des temps moyens du signal initial.*

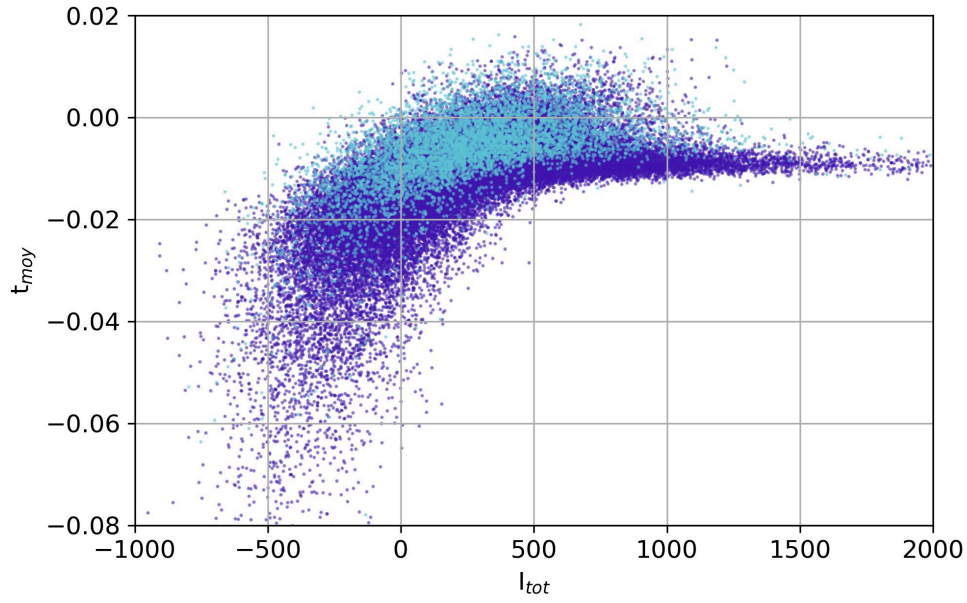

Figure A.3 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal initial.*

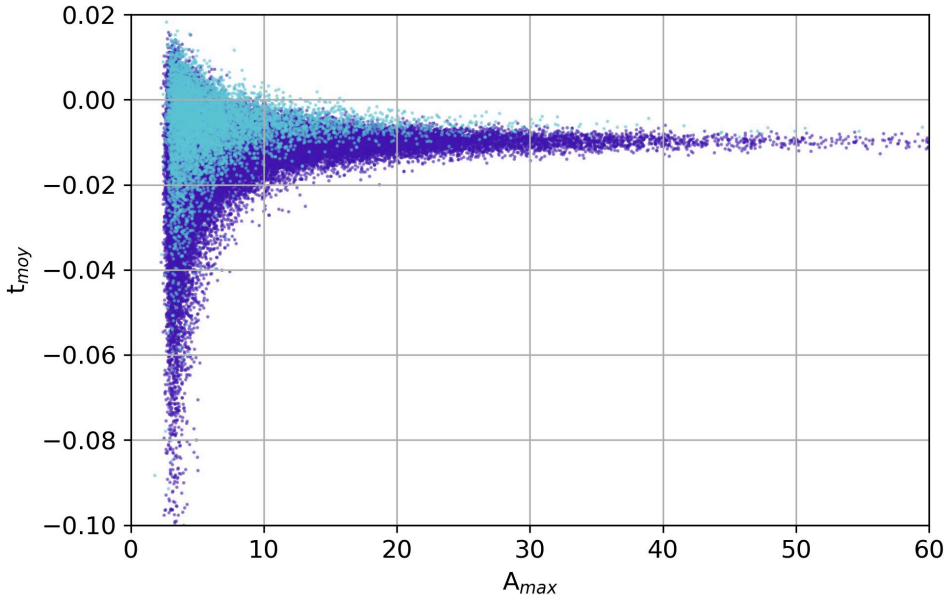

FIGURE A.4 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal initial.*

Mesures sur le signal découplé du SiPM en valeur absolue

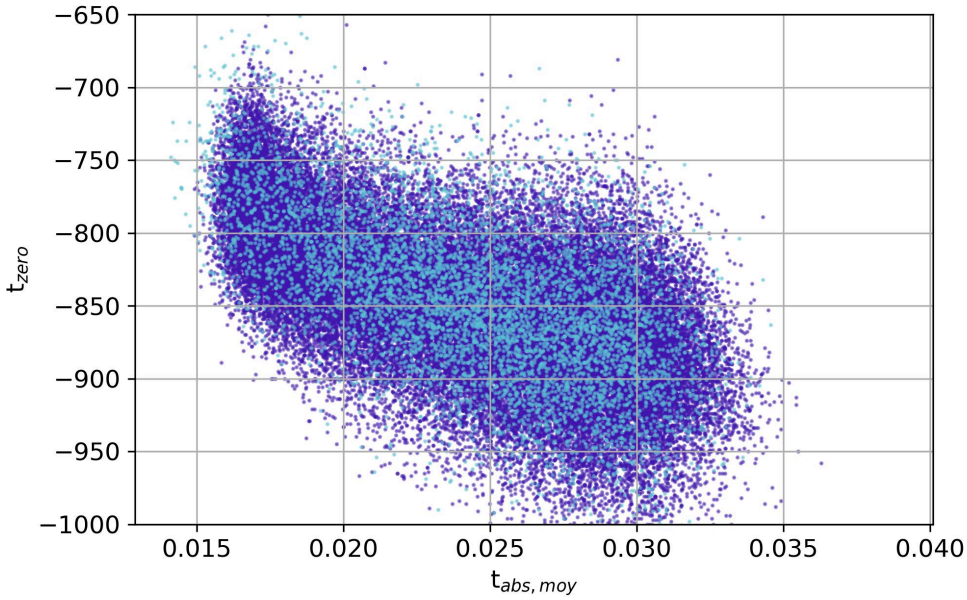

Figure A.5 – *Tracé des temps de passage à zéro en fonction des temps moyens du signal en valeur absolue.*

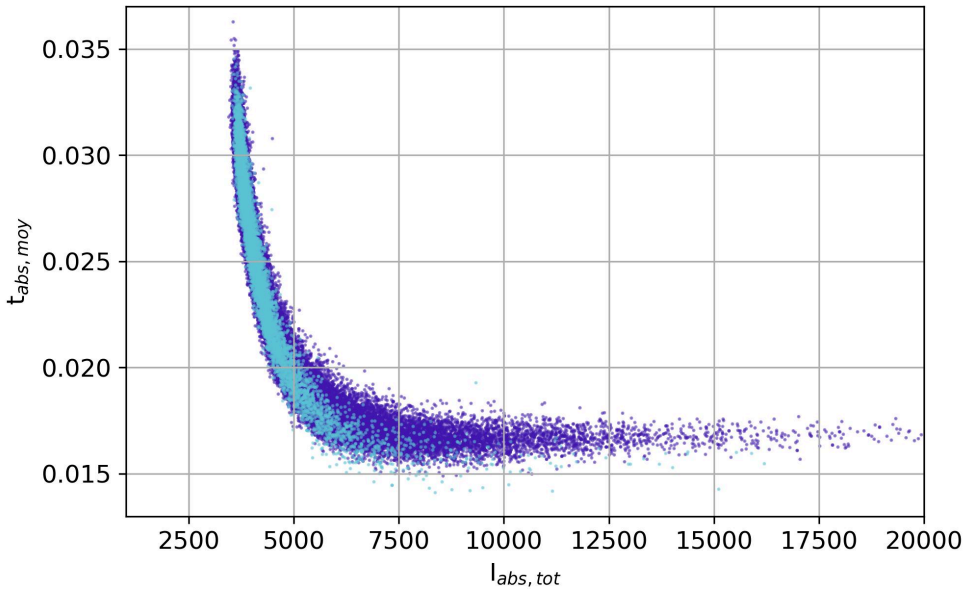

Figure A.6 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal en valeur absolue.*

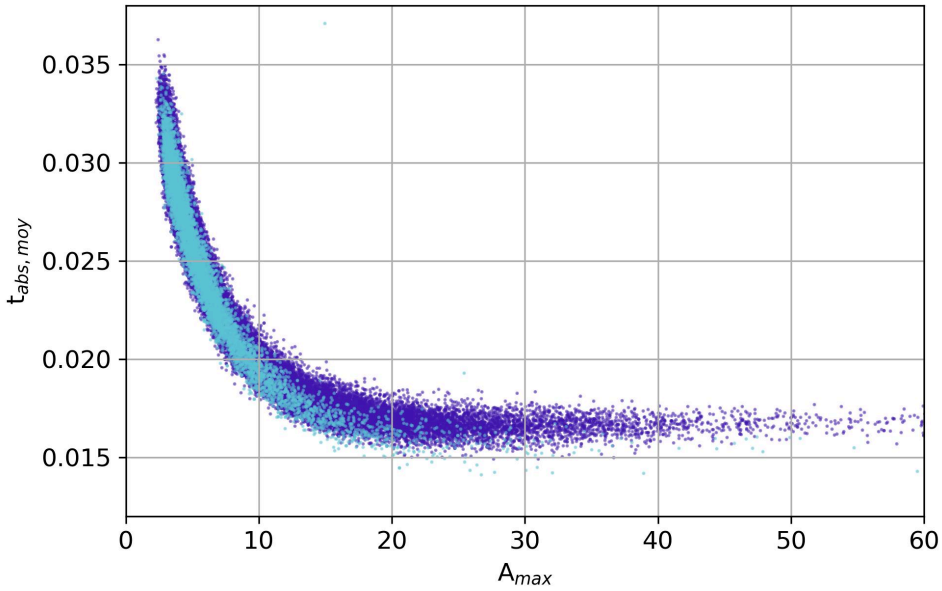

FIGURE A.7 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal en valeur absolue.*

Mesures sur le signal découplé du SiPM filtré

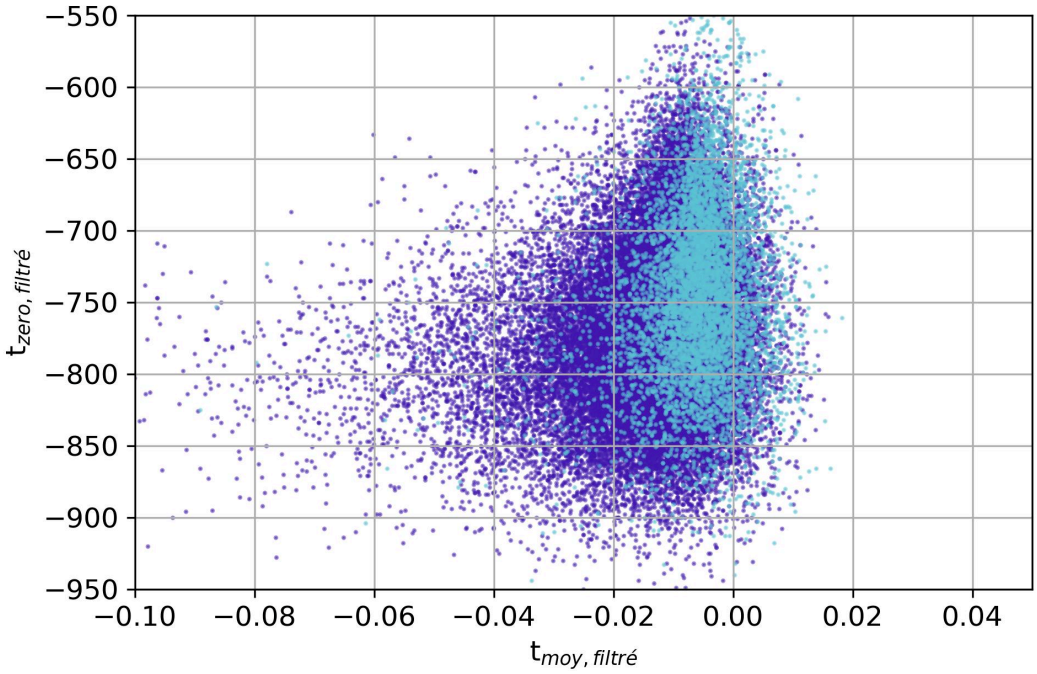

Figure A.8 – *Tracé des temps de passage à zéro en fonction des temps moyens du signal filtré.*

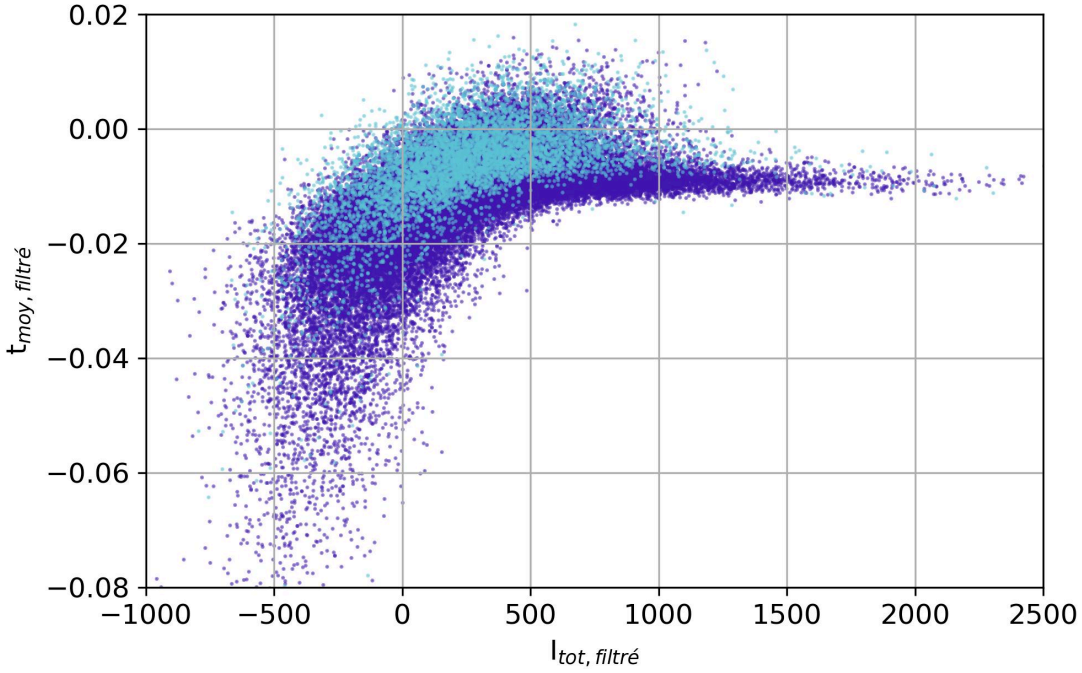

Figure A.9 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal filtré.*

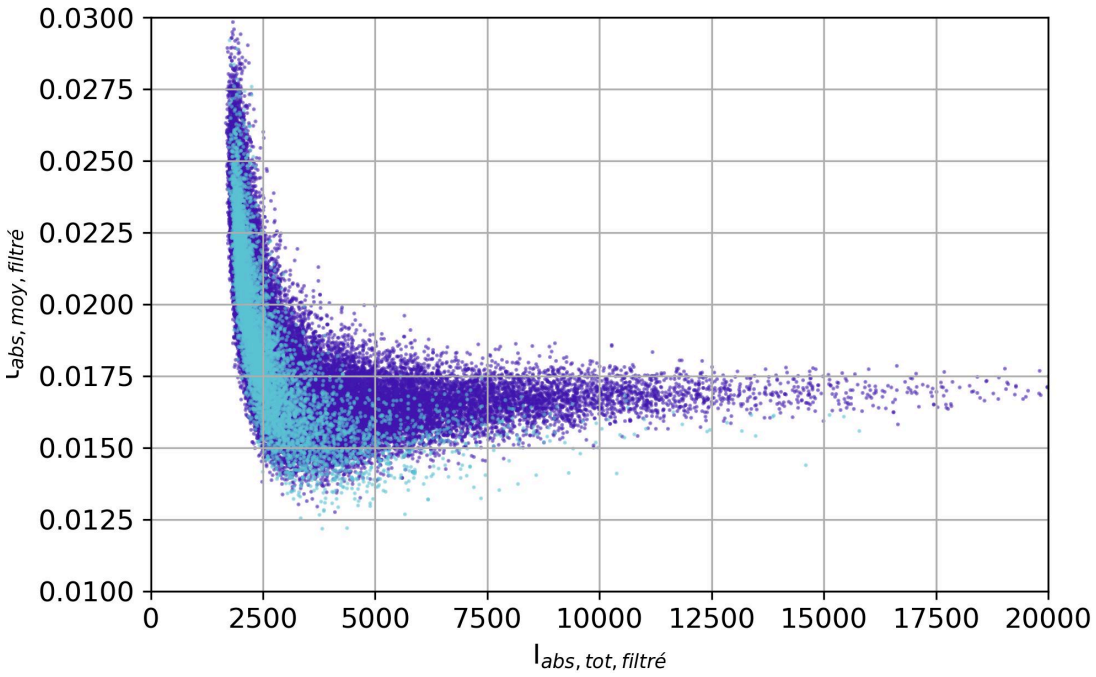

Figure A.10 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'intégrale du signal filtré et en valeur absolue.*

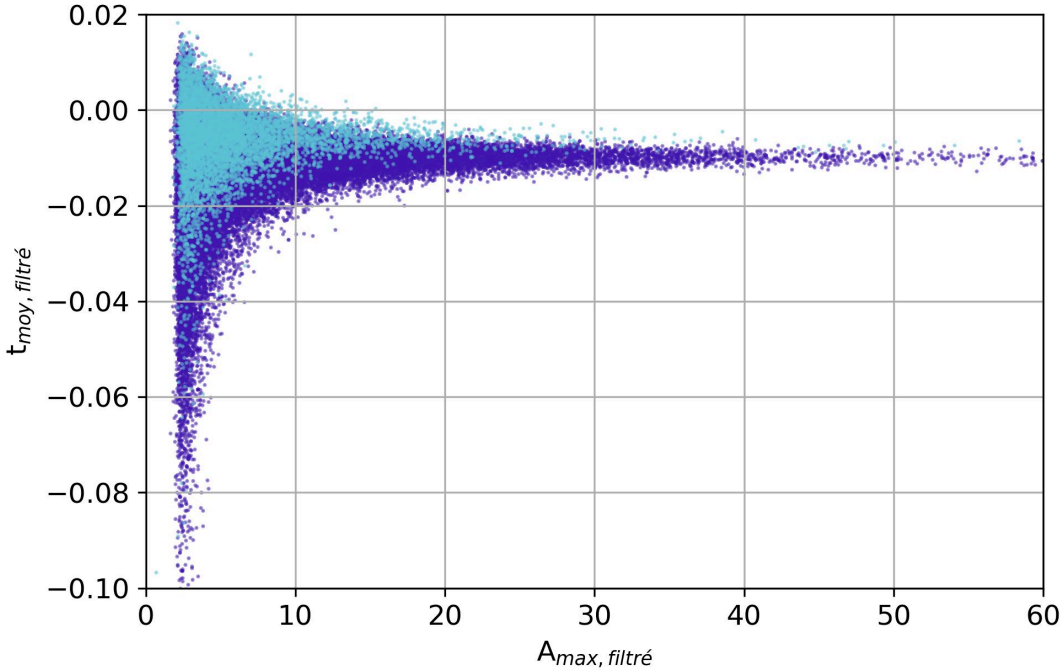

Figure A.11 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal filtré.*

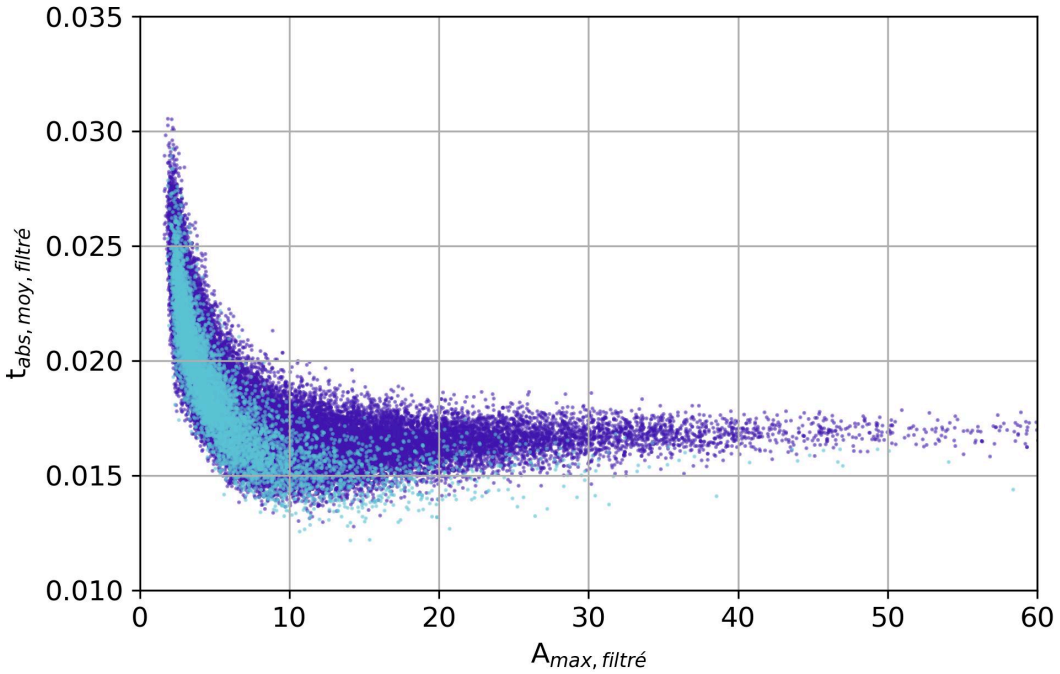

Figure A.12 – *Tracé des temps moyens en fonction de l'amplitude du signal filtré et en valeur absolue.*

Script Python du CNN utilisé pour la discrimination de particules sur la sortie découplée du SiPM

Pour la discrimination neutron-γ à partir des signaux de la sortie découplée du SiPM, le code suivant a été réalisé en Python pour concevoir un CNN avec la bibliothèque Tensorflow [321]. Il se compose tout d'abord de l'importation et de la mise en forme des données, 60000 impulsions découplées et leur étiquette obtenue par une comparaison de charge sur la sortie standard. L'architecture est instanciée avant de réaliser les époques d'apprentissage. Les métriques en sortie sont l'évolution de la précision et de la perte, la matrice de confusion et une forme d'explicabilité par le tracé des signaux superposé à la carte de chaleur des zones ayant été utilisées pour la classification. L'utilisation de ces étapes avec Tensorflow est ici standard.

```
import numpy as np
import tensorflow as tf
from tensorflow.keras.models import Model
from tensorflow.keras.layers import Input, Conv1D, MaxPooling1D, Flatten, \
 Dense, Dropout, BatchNormalization
from sklearn.model_selection import train_test_split
from sklearn.preprocessing import StandardScaler
from sklearn.utils import class_weight
from sklearn.metrics import confusion_matrix, classification_report
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.cm as cm
import seaborn as sns
import sys
import datetime

NB_IMPULSIONS = 60000
NB_POINTS = 3500
BATCH_SIZE = 64
PATIENCE = 50
RANDOM_SEED = 40

EPOCHS = int(sys.argv[1])
BOOL_DONNEEES_FILTREES = sys.argv[2]

# import des donnees
print("Chargement des fichiers : ")

dossier = "./"
if BOOL_DONNEEES_FILTREES :
    data = np.load(dossier+'dataset_impulsions_decouplees_filtrees.npy')
    print(f"Taille des donnees : {data.shape}\n \
      Importees depuis dataset_impulsions_decouplees_filtrees.npy")
    data = data[:,500:4000]
```

```
else :
    data = np.load(dossier+'dataset_impulsions_decouplees.npy')
    data = data[:,500:4000]

tag_gamma = np.load(dossier+'tag_gamma.npy')
tag_neutron = np.load(dossier+'tag_neutron.npy')

# crees avec np.where qui génère un tableau de tableau donc [0] necessaire ici :
etiquette_gamma     = tag_gamma[0]
etiquette_neutron   = tag_neutron[0]

print(f"Donnees chargees : {len(etiquette_gamma)} impulsions gammas,\
  {len(etiquette_neutron)} impulsions neutrons.")

# creation du vecteur d'etiquettes
# classe 0 : indefini, classe 1 : evenement gamma, classe 2 : evenement neutron
labels = np.zeros(data.shape[0], dtype=int)
labels[etiquette_gamma]     = 1
labels[etiquette_neutron]   = 2

# separation des donnees : entrainement (70%), validation (15%), test (15%)
# 'stratify' conserve la distribution des classes
# pour tenir compte du desequilibre des donnees
X_train_val, X_test, y_train_val, y_test = train_test_split(
    data, labels, test_size=0.15, random_state=RANDOM_SEED, stratify=labels)

X_train, X_val, y_train, y_val = train_test_split(
    X_train_val, y_train_val, test_size=(0.15/0.85), random_state=RANDOM_SEED, \
    stratify=y_train_val
)

print(f"Taille de l'ensemble d'entrainement : {X_train.shape}")
print(f"Taille de l'ensemble de validation : {X_val.shape}")
print(f"Taille de l'ensemble de test : {X_test.shape}")

# normalisation
scaler = StandardScaler()
X_train = scaler.fit_transform(X_train)
X_val = scaler.transform(X_val)
X_test = scaler.transform(X_test)

# Keras attend une entree 3D, ici on utilise un CNN 1D
X_train = np.expand_dims(X_train, axis=-1)
X_val = np.expand_dims(X_val, axis=-1)
X_test = np.expand_dims(X_test, axis=-1)
```

```
print(f"Nouvelle forme des donnees d'entrainement : {X_train.shape}")

y_train_cat = tf.keras.utils.to_categorical(y_train, num_classes=3)
y_val_cat = tf.keras.utils.to_categorical(y_val, num_classes=3)
y_test_cat = tf.keras.utils.to_categorical(y_test, num_classes=3)

# Calcul des poids de chaque classe pour plus penaliser
# les erreurs des classes minoritaires
class_weights = class_weight.compute_class_weight(
    'balanced',
    classes=np.unique(y_train),
    y=y_train
)
class_weights_dict = dict(enumerate(class_weights))

print(f"Poids des classes calcules : {class_weights_dict}")

# architecture du modele
def build_cnn1d_model(input_shape):
    inputs = Input(shape=input_shape)

    # bloc convolutif 1
    x = Conv1D(filters=32, kernel_size=5, activation='relu', padding='same')(inputs)
    x = BatchNormalization()(x)
    x = MaxPooling1D(pool_size=2)(x)
    x = Dropout(0.3)(x)

    # bloc convolutif 2
    x = Conv1D(filters=64, kernel_size=5, activation='relu', padding='same')(x)
    x = BatchNormalization()(x)
    x = MaxPooling1D(pool_size=2)(x)
    x = Dropout(0.3)(x)

    # classification (MLP)
    x = Flatten()(x)
    x = Dense(100, activation='relu')(x)
    x = Dropout(0.5)(x)

    # Couche de sortie
    outputs = Dense(3, activation='softmax')(x) # 3 classes

    model = Model(inputs=inputs, outputs=outputs)
    return model

input_shape = (NB_POINTS, 1)
model = build_cnn1d_model(input_shape)
```

```
model.compile(optimizer=tf.keras.optimizers.Adam(learning_rate=1e-4),
              loss='categorical_crossentropy',
              metrics=['accuracy'])

model.summary()

# entrainement
# arret de l'entrainement si la loss de validation ne s'ameliore plus
early_stopping = tf.keras.callbacks.EarlyStopping(monitor='val_loss', \
 patience=PATIENCE, restore_best_weights=True)

print("\nDebut de l'entrainement : ")
history = model.fit(
    X_train, y_train_cat,
    batch_size=BATCH_SIZE,
    epochs=EPOCHS,
    validation_data=(X_val, y_val_cat),
    class_weight=class_weights_dict, # Application des poids
    callbacks=[early_stopping],
    verbose=1
)
print("Entrainement termine.")

# evaluation
print("\nEvaluation du modele sur l'ensemble de test")"
test_loss, test_accuracy = model.evaluate(X_test, y_test_cat, verbose=0)
print(f"Loss sur l'ensemble de test : {test_loss:.4f}")
print(f"Accuracy sur l'ensemble de test: {test_accuracy:.4f}")

y_pred_proba = model.predict(X_test)
y_pred = np.argmax(y_pred_proba, axis=1)

# graphes pour la loss et l'accuracy)
fig, (ax1, ax2) = plt.subplots(1, 2, figsize=(16, 6))

ax1.plot(history.history['loss'], label='Loss (Entraînement)')
ax1.plot(history.history['val_loss'], label='Loss (Validation)')
ax1.set_title("Évolution de la Fonction de Perte (Loss)")
ax1.set_xlabel("Époques")
ax1.set_ylabel("Loss")
ax1.legend()
ax1.grid()

ax2.plot(history.history['accuracy'], label='Accuracy (Entraînement)')
ax2.plot(history.history['val_accuracy'], label='Accuracy (Validation)')
ax2.set_title("Évolution de la Précision (Accuracy)")
```

```
ax2.set_xlabel("Époques")
ax2.set_ylabel("Accuracy")
ax2.legend()
ax2.grid()
plt.savefig("./sortie/evolution_loss_et_accuracy.pdf")

# matrice de confusion
class_names = ['indefini', 'évènement gamma', 'évènement neutron']
cm = confusion_matrix(y_test, y_pred)

plt.figure(figsize=(8, 6))
sns.heatmap(cm, annot=True, fmt='d', cmap='Blues', \
 xticklabels=class_names, yticklabels=class_names)
plt.title("Matrice de confusion sur l'ensemble de Test")
plt.ylabel('Vraie étiquette')
plt.xlabel('Étiquette prédite')
plt.savefig("./sortie/matrice_confusion.pdf")

print("\n" + "="*50)
print("Rapport de classification :")
print("="*50)
print(classification_report(y_test, y_pred, target_names=class_names))
print("="*50)

# explicabilite
print("\n" + "="*50)
print("Generation des explications :")
print("="*50)

def get_last_conv_layer_name(model):
    for layer in reversed(model.layers):
        if isinstance(layer, tf.keras.layers.Conv1D):
            return layer.name
    raise ValueError("Aucune couche de convolution trouvée.")

def generate_grad_cam(model, img_array, last_conv_layer_name, class_index=None):
    grad_model = tf.keras.models.Model(
        [model.inputs], [model.get_layer(last_conv_layer_name).output, model.output]
    )

    # calcul des gradients
    with tf.GradientTape() as tape:
        last_conv_layer_output, preds = grad_model(img_array)
        if class_index is None:
            class_index = tf.argmax(preds[0])
        class_channel = preds[:, class_index]
```

```
    grads = tape.gradient(class_channel, last_conv_layer_output)
    pooled_grads = tf.reduce_mean(grads, axis=(0, 1))

    last_conv_layer_output = last_conv_layer_output[0]
    heatmap = last_conv_layer_output @ pooled_grads[..., tf.newaxis]
    heatmap = tf.squeeze(heatmap)

    heatmap = tf.maximum(heatmap, 0) / tf.math.reduce_max(heatmap)
    return heatmap.numpy()

def plot_signal_with_heatmap(signal, heatmap, title, class_name):
    # Redimensionnement de la heatmap à la taille du signal
    heatmap_resized = np.kron(heatmap, np.ones(signal.shape[0] // heatmap.shape[0]))
    heatmap_resized = heatmap_resized[:signal.shape[0]]

    fig, ax = plt.subplots(figsize=(15, 5))

    # Trace du signal
    time_axis = np.arange(signal.shape[0])
    ax.plot(time_axis, signal, color='b', label='Signal')

    # heatmap ajoutee
    ax.imshow(heatmap_resized[np.newaxis, :], cmap='jet', aspect="auto",
              extent=[0, signal.shape[0], np.min(signal), np.max(signal)], alpha=0.5)

    ax.set_title(f"{title}\nPrédiction: {class_name}")
    ax.set_xlabel("Échantillons temporels (-)",size=14)
    ax.set_ylabel("Amplitude (mV)",size=14)
    ax.legend()
    plt.savefig("./sortie/"+title+".pdf")
    plt.figure()

last_conv_layer_name = get_last_conv_layer_name(model)
print(f"Dernière couche de convolution identifiée : '{last_conv_layer_name}'")

# Choisis des exemples à expliquer depuis l'ensemble de test
X_test_original = scaler.inverse_transform(np.squeeze(X_test, axis=-1))
# les donnees avaient ete normalisees

# neutron correctement classe
idx_b_correct = np.where((y_pred == 2) & (y_test == 2))[0]
if len(idx_b_correct) > 0:
    sample_idx = idx_b_correct[0]
    sample_signal = X_test[sample_idx:sample_idx+1]
```

```
    heatmap = generate_grad_cam(model, sample_signal, last_conv_layer_name, \
      class_index=2)

    plot_signal_with_heatmap(X_test_original[sample_idx], heatmap,
                             "Explication pour un évènement \
                             neutron correctement classé",
                             class_names[y_pred[sample_idx]])
else:
    print("Aucun evenement neutron correctement classe trouve dans le set de test.")

# gamma correctement classe
idx_a_correct = np.where((y_pred == 1) & (y_test == 1))[0]
if len(idx_a_correct) > 0:
    sample_idx = idx_a_correct[0]
    sample_signal = X_test[sample_idx:sample_idx+1]
    heatmap = generate_grad_cam(model, sample_signal, last_conv_layer_name, \
      class_index=1)
    plot_signal_with_heatmap(X_test_original[sample_idx], heatmap,
                             "Explication pour un évènement \
                             gamma correctement classé",
                             class_names[y_pred[sample_idx]])
else:
    print("Aucun evenement gamma correctement classe trouve dans le set de test.")

# evenement indefini au depart et correctement classe
idx_undef_correct = np.where((y_pred == 0) & (y_test == 0))[0]
if len(idx_undef_correct) > 0:
    sample_idx = idx_undef_correct[0]
    sample_signal = X_test[sample_idx:sample_idx+1]
    heatmap = generate_grad_cam(model, sample_signal, last_conv_layer_name, \
      class_index=0)
    plot_signal_with_heatmap(X_test_original[sample_idx], heatmap,
                             "Explication pour une impulsion \
                             indéfinie correctement classée",
                             class_names[y_pred[sample_idx]])
else:
    print("Aucune impulsion indefinie correctement classee trouvee.")

# ecriture d'un fichier log
with open("./sortie/log_execution.txt","a") as log_file :
    temps = datetime.datetime.now()
    log_file.write(str(temps))
    log_file.write("\n")
    log_file.write("%d epoques prevues\n"%(EPOCHS))
    log_file.write("Donnees filtrees en entree : "+str(BOOL_DONNEEES_FILTREES)+"\n")
    log_file.write("\n" + "="*50 + "\n")
```

Projet VHDL pour la configuration d'un TDC sur FPGA

Cette annexe décrit les codes VHDL réalisés avec le logiciel Libero pour générer l'architecture du TDC à partir des sorties différentielles d'un comparateur à hystérésis. Ce code a permis d'obtenir les sorties de simulations représentées par la figure 5.27. Le premier décrit le bloc de base, le second l'assemblage d'un nombre quelconque de blocs et le dernier expose le *testbench* utilisé pour réaliser la simulation.

Le code suivant décrit l'architecture du bloc de base, composé de deux portes inverseuses pour générer un retard ainsi que de la bascule D qui fournit la sortie d'intérêt de l'architecture.

```
-- bloc_retard.vhd
library IEEE;
use IEEE.std_logic_1164.all;

entity blocRetard is
    generic (delay : time := 118ps);
    port (
        rst           : IN  std_logic;
        in_seuil_haut : IN  std_logic;
        in_seuil_bas  : IN  std_logic;
        out_retard    : OUT std_logic;
        out_basc      : OUT std_logic
    );
end blocRetard;

architecture architecture_blocRetard of blocRetard is
 signal seuil_haut_inverse : std_logic;
begin

   -- deux portes inverseuses pour generer le retard
   seuil_haut_inverse <= not in_seuil_haut AFTER delay;
   out_retard         <= not seuil_haut_inverse AFTER delay;

   -- bascule D
   BascD : process(in_seuil_bas,in_seuil_haut)
   begin
        if(rst = '1') then
            out_basc <= '0';
        elsif(in_seuil_bas'event and in_seuil_bas='1') then
            out_basc <= in_seuil_haut;
        end if;
    end process BascD;

end architecture_blocRetard;
```

Le code suivant décrit l'assemblage des blocs retard pour former une chaîne de `nb_blocs` blocs de retard.

```
-- ensemble_bloc_retard.vhd
library IEEE;
use IEEE.std_logic_1164.all;

entity ensemble_bloc_retard is
    generic (nb_blocs : integer);
    port (
        -- entrees
        rst_i             : in std_logic;
        in_seuil_haut_i   : in std_logic;
        in_seuil_bas_i    : in std_logic;
        -- sorties
        out_retard_o      : out std_logic;
        out_basc_o        : out std_logic_vector(nb_blocs-1 downto 0));

end ensemble_bloc_retard;

architecture architecture_ensemble_bloc_retard of ensemble_bloc_retard is

    component blocRetard
    -- ports
        port(
            -- entrees
            rst             : in std_logic;
            in_seuil_haut   : in std_logic;
            in_seuil_bas    : in std_logic;
            -- sorties
            out_retard      : out std_logic;
            out_basc        : out std_logic);
    end component;

    -- signaux
        -- entrees
    signal in_seuil_haut    : std_logic;
    signal in_seuil_bas     : std_logic;
    signal rst              : std_logic;
        -- internes
    signal inv             : std_logic_vector(nb_blocs-1 downto 0);
        -- sorties
    signal out_basc         : std_logic_vector(nb_blocs-1 downto 0);

begin
    rst             <= rst_i;
```

```
    in_seuil_haut   <= in_seuil_haut_i;
    in_seuil_bas    <= in_seuil_bas_i;
        -- sorties
    out_retard_o    <= inv(nb_blocs-1);
    out_basc_o      <= out_basc;

    -- premier bloc
    first_bloc : blocRetard port map(
        in_seuil_bas  => in_seuil_bas,
        in_seuil_haut => in_seuil_haut,
        rst           => rst,
        out_retard    => inv(0),
        out_basc      => out_basc(0)
        );

    -- blocs suivants
    Generation_blocs : for i in 1 to nb_blocs-1 generate
        blocX : blocRetard port map (
            in_seuil_bas    => in_seuil_bas,
            in_seuil_haut   => inv(i-1),
            rst             => rst,
            out_retard      => inv(i),
            out_basc        => out_basc(i));
    end generate Generation_blocs;

end architecture_ensemble_bloc_retard;
```

Le code suivant décrit le *testbench* utilisé pour instancier `ensemble_bloc_retard` et pouvoir observer les différents signaux.

```
-- tb_ensemble_bloc_retard
library ieee;
use ieee.std_logic_1164.all;

entity tb_ensemble_bloc_retard is
end tb_ensemble_bloc_retard;

architecture behavioral of tb_ensemble_bloc_retard is
    constant nb_blocs : integer := 8;
    component ensemble_bloc_retard
```

```
        generic (nb_blocs : integer := nb_blocs);
        -- ports
        port(
            -- entrees
            rst_i             : in std_logic;
            in_seuil_haut_i   : in std_logic;
            in_seuil_bas_i    : in std_logic;
            -- sorties
            out_retard_o      : out std_logic;
            out_basc_o        : out std_logic_vector(nb_blocs-1 downto 0));
    end component;

    signal V_comparateur_plus        : std_logic;
    signal V_comparateur_moins       : std_logic;
    signal NSYSRESET        : std_logic := '0';
    signal OUT_BASC         : std_logic_vector(nb_blocs-1 downto 0);
    signal OUT_RETARD       : std_logic;

begin
    ensemble_bloc_Retard_0 : ensemble_bloc_retard port map(
            -- entrees
            rst_i             => NSYSRESET,
            in_seuil_haut_i   => V_comparateur_moins,
            in_seuil_bas_i    => V_comparateur_plus,
            -- sorties
            out_retard_o      =>  OUT_RETARD,
            out_basc_o        =>  OUT_BASC);

    V_comparateur_plus <=    '1',
                    '0' after 20 ns,
                    '1' after 21 ns;
    V_comparateur_moins <=   '0',
                    '1' after 20 ns,
                    '0' after 21 ns;

    reset: process
    begin
        NSYSRESET <= not NSYSRESET;
        wait for 10 ns;
        NSYSRESET <= not NSYSRESET;
        wait for 50 ns;
    end process;

end behavioral;
```

Bibliographie

[1] CEA. « Le CEA, acteur majeur de la recherche au service de l'Etat, de l'économie et des citoyens. », CEA/Recherche et innovation. (3 mars 2025), adresse : https://www.cea.fr/Pages/Accueil.aspx (cité à la page xi).

[2] « Home | CERN ». (), adresse : https://home.cern/fr (cité à la page xi).

[3] M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, C. Baglin, V. Chechev, N. Kuzmenko, R. Helmer, F. Kondev, D. MacMahon et al., *Table of Radionuclides* (Monographie BIPM-5). Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2006, t. 3, ISBN : 92-822-2218-7 (cité à la page 8).

[4] M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galán, A. Pearce et al., *Table of Radionuclides* (Monographie BIPM-5). Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2008, t. 4, ISBN : 92-822-2230-6 (cité aux pages 8, 13, 60).

[5] M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, X. Mougeot, V. Chechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galán, A. Nichols et al., *Table of Radionuclides* (Monographie BIPM-5). Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2011, t. 6, ISBN : 92-822-2242-3 (cité à la page 8).

[6] X. Mougeot, C. Dulieu, X. Huang, M. A. Kellett, S. Leblond et B. Wang, « Evaluations of the Decay Data of 137mBa, 137cs, 151sm and 225ac from the Decay Data Evaluation Project (DDEP)-2023 », *Metrologia*, t. 62, n° 2, p. 029 002, mars 2025. DOI : 10.1088/1681-7575/adb9de (cité à la page 8).

[7] *Césium 137*, in *Wikipédia*, 28 sept. 2024 (cité à la page 9).

[8] H. Bethe, « Zur Theorie Des Durchgangs Schneller Korpuskularstrahlen Durch Materie », *Annalen der Physik*, t. 397, n° 3, p. 325-400, 1930 (cité à la page 10).

[9] C. Bataillon, A. Chabardes, C. Thieffry et J. Wybier, *Cahier de Prévention Du CNRS, Risques Radioactifs et Radioprotection*, 2018 (cité aux pages 11, 23).

[10] P. Jover, *Instrumentation Nucléaire Dans Les Réacteurs*, 1987. doi : 10.51257/a-v1-b3410 (cité à la page 16).

[11] « RPLDIS | Laboratoires de Dosimétrie CEA ». (), adresse : https://dosimetrie.cea.fr/rpldis (cité à la page 16).

[12] P. Zanzonico, « Positron Emission Tomography : A Review of Basic Principles, Scanner Design and Performance, and Current Systems », in *Seminars in Nuclear Medicine*, t. 34, 2004, p. 87-111 (cité à la page 16).

[13] S. I. Ziegler, « Positron Emission Tomography : Principles, Technology, and Recent Developments », *Nuclear Physics A*, t. 752, p. 679-687, 2005 (cité à la page 16).

[14] A. K. Shukla et U. Kumar, « Positron Emission Tomography : An Overview », *Journal of medical physics*, t. 31, n° 1, p. 13-21, 2006 (cité à la page 16).

[15] V. C. Spanoudaki et C. S. Levin, « Photo-Detectors for Time of Flight Positron Emission Tomography (ToF-PET) », *Sensors*, t. 10, n° 11, p. 10 484-10 505, 2010 (cité aux pages 16, 23).

[16] N. R. Campbell et V. J. Francis, « A Theory of Valve and Circuit Noise », *Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part III : Radio and Communication Engineering*, t. 93, n° 21, p. 45-52, 1946 (cité à la page 19).

[17] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. 2010 (cité aux pages 19, 23, 25, 27, 30, 31, 90-93).

[18] R. L. Heath, « Recent Developments in Scintillation Spectrometry », *IRE Transactions on Nuclear Science*, t. 9, n° 3, p. 294-304, 1962 (cité à la page 21).

[19] R. L. Heath, *Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue*. 1957 (cité à la page 21).

[20] P. Dorenbos, J. T. M. de Haas et C. W. E. Van Eijk, « Non-Proportionality in the Scintillation Response and the Energy Resolution Obtainable with Scintillation Crystals », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 42, n° 6, p. 2190-2202, 1995 (cité à la page 21).

[21] G. Amoyal, V. Schoepff, F. Carrel, L. Tondut, C. Helbert, M. Fiederle, A. Fauler, J. Plagnard, R. Abou-Khalil, Z. Mekhalfa et al., « Nanopix-v1 : A Compact Miniaturized Coded-Aperture Gamma Imager », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1068, p. 169 718, 2024 (cité à la page 22).

[22] H. O. Anger, « Scintillation Camera », *Review of scientific instruments*, t. 29, n° 1, p. 27-33, 1958 (cité à la page 22).

[23] Y. Boucchareb, A. AlSaadi, J. Zabah, A. Jain, A. Al-Jabri, P. Phiri, J. Q. Shi, G. Delanerolle et S. R. Sirasanagandla, « Technological Advances in SPECT and SPECT/CT Imaging », *Diagnostics*, t. 14, n° 13, p. 1431, 2024 (cité à la page 22).

[24] M. Conti et B. Bendriem, « The New Opportunities for High Time Resolution Clinical TOF PET », *Clinical and Translational Imaging*, t. 7, n° 2, p. 139-147, 2019 (cité à la page 23).

[25] M. Alderighi, A. Anzalone, R. Basssini, I. Berceanu, J. Blicharska, C. Boiano, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, C. Calí et al., « Particle Identification Method in the CsI (Tl) Scintillator Used for the CHIMERA 4π Detector », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 489, n° 1–3, p. 257-265, 2002 (cité à la page 23).

[26] M. Mutterer, W. H. Trzaska, Y. N. Kopatch, M. Sillanpää, J. Von Kalben, S. V. Khlebnikov, G. Schrieder et G. P. Tyurin, « Particle Identification with Time-of-Flight and Pulse-Shape Discrimination in Neutron-Transmutation-Doped Silicon Detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 608, n° 2, p. 275-286, 2009 (cité aux pages 23, 61).

[27] S. Lee, K. Ko, G. Song, W. Kim, S. Yoon, C. Lee, K. T. Lim et G. Cho, « Investigation of Neutron/Gamma-Ray Distribution in SiPM-based Pulse Shape Discrimination Using EJ-276 Plastic Scintillators », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1066, p. 169 638, 2024 (cité aux pages 23, 37, 73).

[28] C. Lippmann, « Particle Identification », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 666, p. 148-172, 2012 (cité aux pages 23, 24).

[29] C. Frangville, G. H. Bertrand, F. Carrel, C. Lynde, V. Buridon et M. Hamel, « Omniscinti™ : Simultaneous Detection of Alpha/Beta/Gamma/Fast and Thermal Neutron with a Triple-Layered Phoswich Detector », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1068, p. 169 790, 2024 (cité aux pages 23, 59, 60).

[30] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. 1994 (cité aux pages 25, 27).

[31] P. R. Bell, « The Use of Anthracene as a Scintillation Counter », *Physical Review*, t. 73, n° 11, p. 1405, 1948 (cité à la page 27).

[32] R. C. Sangster et J. W. Irvine Jr, « Study of Organic Scintillators », *The Journal of Chemical Physics*, t. 24, n° 4, p. 670-715, 1956 (cité à la page 27).

[33] R. F. Post et N. S. Shiren, « Decay Time of Stilbene Scintillations as a Function of Temperature », *Physical Review*, t. 78, n° 1, p. 80, 1950 (cité à la page 27).

[34] H. W. Broek et C. E. Anderson, « The Stilbene Scintillation Crystal as a Spectrometer for Continuous Fast-Neutron Spectra », *Review of Scientific Instruments*, t. 31, n° 10, p. 1063-1069, 1960 (cité à la page 27).

[35] C. Dujardin et M. Hamel, « Introduction—Overview on Plastic and Inorganic Scintillators », *Plastic Scintillators : Chemistry and Applications*, p. 3-33, 2021 (cité à la page 27).

[36] « NaI(Tl) Scintillation Crystals | Crystals ». (), adresse : https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/naitl-scintillation-crystals (cité à la page 28).

[37] « Plastic Scintillators | Luxium Solutions ». (), adresse : https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators (cité à la page 28).

[38] P. Blanc, « Étude Des Phénomènes de Discrimination Neutron/Gamma Dans Les Scintillateurs Plastiques », thèse de doct., École normale supérieure de Cachan-ENS Cachan, 2014 (cité aux pages 28, 29).

[39] N. P. Zaitseva, M. L. Carman, A. M. Glenn et A. N. Mabe, « Neutron/Gamma Pulse Shape Discrimination in Plastics Scintillators : From Development to Commercialization », *Plastic Scintillators : Chemistry and Applications*, p. 35-89, 2021 (cité aux pages 28, 59).

[40] B. K. Lubsandorzhiev, « On the History of Photomultiplier Tube Invention », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Proceedings of the 4th International Conference on New Developments in Photodetection, t. 567, n° 1, p. 236-238, 1er nov. 2006. doi : 10.1016/j.nima.2006.05.221 (cité à la page 29).

[41] Hamamatsu, *Fiche Technique Photomultiplier Tubes R464, R585*, 2016 (cité à la page 31).

[42] S. España, L. M. Fraile, J. L. Herraiz, J. M. Udías, M. Desco et J. J. Vaquero, « Performance Evaluation of SiPM Photodetectors for PET Imaging in the Presence of Magnetic Fields », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 613, n° 2, p. 308-316, 2010 (cité aux pages 32, 37).

[43] A. Ghassemi, K. Sato et K. K, *MPPC, Note d'application d'Hamamatsu*, 2022 (cité aux pages 33-35).

[44] F. Acerbi et S. Gundacker, « Understanding and Simulating SiPMs », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, De-*

tectors and Associated Equipment, t. 926, p. 16-35, 2019 (cité aux pages 33, 34, 79, 102).

[45] G. Collazuol, « The sipm Physics and Technology-a Review », *LAL Orsay*, 2012 (cité à la page 33).

[46] A. Ghassemi, K. Sato et K. K, *Introduction to the Silicon Photomultiplier (SiPM), Note d'application de ON Semiconductor*, 2022 (cité à la page 33).

[47] Onsemi, *Fiche Technique C-series SiPM Sensors*, 2022 (cité aux pages 34, 36, 37, 68).

[48] Al. Gola, *Development of Silicon Photomultiplier Technologies at FBK for Scientific and Industrial Applications*, 2024 (cité à la page 35).

[49] M. Thevenin et Y. Moline, « Analog and Digital Signal Processing for Nuclear Instrumentation », *Plastic Scintillators : Chemistry and Applications*, p. 309-383, 2021 (cité à la page 36).

[50] A. L. Lacaita, F. Zappa, S. Bigliardi et M. Manfredi, « On the Bremsstrahlung Origin of Hot-Carrier-Induced Photons in Silicon Devices », *IEEE Transactions on electron devices*, t. 40, n° 3, p. 577-582, 1993 (cité à la page 36).

[51] A. N. Otte, « On the Efficiency of Photon Emission during Electrical Breakdown in Silicon », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 610, n° 1, p. 105-109, 2009 (cité à la page 36).

[52] A. Gola, « Development of Silicon Photomultiplier Technologies at FBK for scientific and Industrial Applications », Présentation orale, **presentedat**La photodétection avec les semi-conducteurs (LPSC, Lyon), 3 juin 2024 (cité à la page 36).

[53] M. L. Ruch, M. Flaska et S. A. Pozzi, « Pulse Shape Discrimination Performance of Stilbene Coupled to Low-Noise Silicon Photomultipliers », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 793, p. 1-5, 2015 (cité à la page 37).

[54] N. Dinar, D. Celeste, M. Silari, V. Varoli et A. Fazzi, « Pulse Shape Discrimination of CLYC Scintillator Coupled with a Large SiPM Array », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 935, p. 35-39, 2019 (cité à la page 37).

[55] C. Wang, X. Sun, J. Yu, J. Lv, Y. Deng, J. Li, H. Jiang, L. Luo, X. Fan, F. Gu et al., « N/Gamma Discrimination of SiPM Array-Based CLYC Detector », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1036, p. 166 870, 2022 (cité à la page 37).

[56] Y. Wang, L. Shuai, D. Li, T. Hu, Z. Zhang, C. Wei et L. Wei, « Development of a Portable Gamma Imager Based on SiPM and Coded Aperture Technology », in *2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2015, p. 1-3 (cité à la page 37).

[57] C. Lynde, « Développement d'un Imageur Neutron Portable », thèse de doct., Université de Strasbourg, 2019 (cité à la page 37).

[58] Y. Jung, C. Coronel-Aguilera, I.-J. Doh, H. J. Min, T. Lim, B. M. Applegate et E. Bae, « Design and Application of a Portable Luminometer for Bioluminescence Detection », *Applied optics*, t. 59, n° 3, p. 801-810, 2020 (cité à la page 37).

[59] A. N. Otte, « SiPM's a Very Brief Review », in *International Conference on New Photo-Detectors*, t. 252, 2016, p. 001 (cité à la page 37).

[60] Onsemi, *Fiche Technique J-series SiPM Sensors*, 2021 (cité aux pages 37, 68, 117).

[61] C. de La Taille, « Overview of SiPM Readout Electronics », in *International Workshop on New Photon-Detectors (PhotoDet 2012)*, 2012, p. 026 (cité à la page 37).

[62] M. Michel, G. Amoyal et V. Schoepff, « CLEANDEM, a Cyber physicaL Equipment for unmAnned Nuclear DEcommissioning Measurements », *EPJ Web of Conferences*, t. 288, p. 07 004, 2023. doi : 10.1051/epjconf/202328807004 (cité à la page 42).

[63] T. K. Alexander et F. S. Goulding, « An Amplitude-Insensitive System That Distinguishes Pulses of Different Shapes », *Nuclear Instruments and Methods*, t. 13, p. 244-246, 1961 (cité aux pages 43, 64).

[64] R. A. Tietsch et E. M. Kellogg, « A Zero-Crossing Pulse Shape Discriminator for Space Applications », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 14, n° 1, p. 131-134, 1967 (cité aux pages 43, 65).

[65] G. Martin-Chassard, C. de La Taille et L. Raux, « FLC- SIPM : Front-end Chip for SIPM Readout for ILC Analog HCAL », in *2005 International Linear Collider Workshop (LCWS05)*, 2005, p. 684-691 (cité à la page 45).

[66] H. Park, M. Yi et J. S. Lee, « Silicon Photomultiplier Signal Readout and Multiplexing Techniques for Positron Emission Tomography : A Review », *Biomedical engineering letters*, t. 12, n° 3, p. 263-283, 2022 (cité à la page 45).

[67] R. Massari, A. Soluri, D. Caputo et S. Ronchi, « Low Power Readout Circuits for Large Area Silicon Photomultiplier Array », in *2015 6th International Workshop on Advances in Sensors and Interfaces (IWASI)*, 2015, p. 158-162 (cité à la page 45).

[68] M. Seo, H. Park et J. S. Lee, « Evaluation of Large-Area Silicon Photomultiplier Arrays for Positron Emission Tomography Systems », *Electronics*, t. 10, n° 6, p. 698, 2021 (cité à la page 45).

[69] H. Park, G. B. Ko et J. S. Lee, *Hybrid Charge Division Multiplexing Method for SiPM-based High-Resolution PET Detectors*, Society of Nuclear Medicine, 2016 (cité à la page 47).

[70] S. I. Kwon et J. S. Lee, « Signal Encoding Method for a Time-of-Flight PET Detector Using a Silicon Photomultiplier Array », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 761, p. 39-45, 2014 (cité à la page 47).

[71] A. V. Stolin, S. Majewski, G. Jaliparthi, R. R. Raylman et J. Proffitt, « Evaluation of Imaging Modules Based on SensL Array SB-8 for Nuclear Medicine Applications », in *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC)*, 2013, p. 1-7 (cité à la page 47).

[72] J. Jung, Y. Choi, K. Park, Y. Kim et J. H. Jung, « A Diode-Based Symmetric Charge Division Circuit with Grounding Path to Reduce Signal Crosstalk and Improve Detector Performance », *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, t. 6, n° 7, p. 788-793, 2021 (cité à la page 47).

[73] E. Downie, X. Yang et H. Peng, « Investigation of Analog Charge Multiplexing Schemes for SiPM Based PET Block Detectors », *Physics in Medicine & Biology*, t. 58, n° 11, p. 3943, 2013 (cité à la page 47).

[74] X. Sun, K. Lou et Y. Shao, « Capacitor Based Multiplexing Circuit for Silicon Photomultiplier Array Readout », in *2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2014, p. 1-5 (cité à la page 47).

[75] H. Kim, C.-T. Chen, N. Eclov, A. Ronzhin, P. Murat, E. Ramberg, S. Los et C.-M. Kao, « A Silicon Photo-Multiplier Signal Readout Using Strip-Line and Waveform Sampling for Positron Emission Tomography », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 830, p. 119-129, 2016 (cité à la page 48).

[76] J. Y. Won, G. B. Ko et J. S. Lee, « Delay Grid Multiplexing : Simple Time-Based Multiplexing and Readout Method for Silicon Photomultipliers », *Physics in Medicine & Biology*, t. 61, n° 19, p. 7113, 2016 (cité à la page 48).

[77] H. S. Yoon et J. S. Lee, « Bipolar Analog Signal Multiplexing for Position-Sensitive PET Block Detectors », *Physics in Medicine & Biology*, t. 59, n° 24, p. 7835, 2014 (cité à la page 48).

[78] J. W. Cates, M. F. Bieniosek et C. S. Levin, « Highly Multiplexed Signal Readout for a Time-of-Flight Positron Emission Tomography Detector Based on Silicon Photomultipliers », *Journal of Medical Imaging*, t. 4, n° 1, p. 011 012-011 012, 2017 (cité à la page 49).

[79] C. Degenhardt, G. Prescher, T. Frach, A. Thon, R. de Gruyter, A. Schmitz et R. Ballizany, « The Digital Silicon Photomultiplier—A Novel Sensor for the Detection of Scintillation Light », in *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, 2009, p. 2383-2386 (cité à la page 49).

[80] M. K. Singh, « A Review of Digital PET-CT Technology : Comparing Performance Parameters in SiPM Integrated Digital PET-CT Systems », *Radiography*, t. 30, n° 1, p. 13-20, 2024 (cité à la page 49).

[81] G. Rovera, L. Urso, F. Stracuzzi, R. Laudicella, V. Frantellizzi, C. Cottignoli, M. Gazzilli, P. Guglielmo, S. Panareo, L. Evangelista et al., « Advantages of SiPM-based Digital PET/CT Technology in Nuclear Medicine Clinical Practice : A Systematic Review—Part 1 Oncological Setting », *Clinical and Translational Imaging*, t. 12, n° 6, p. 769-785, 2024 (cité à la page 49).

[82] « Organisation de Micro-Électronique Générale Avancée ». (), adresse : https://omega.ip-paris.fr/ (cité à la page 50).

[83] A. Lucotte, S. Bondil, K. Borer, J.-E. Campagne, A. Cazes, M. Hess, C. De La Taille, G. Martin-Chassard, L. Raux et J. P. Repellin, « A Front-End Read out Chip for the OPERA Scintillator Tracker », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 521, n° 2–3, p. 378-392, 2004 (cité à la page 50).

[84] « Home - Weeroc ». (31 mai 2024), adresse : https://www.weeroc.com/ (cité à la page 50).

[85] S. Callier, C. D. Taille, G. Martin-Chassard et L. Raux, « EASIROC, an Easy & Versatile Readout Device for SiPM », *Physics Procedia*, t. 37, p. 1569-1576, 2012 (cité aux pages 50, 51, 53).

[86] C. De La Taille, *Introduction to Electronics for High Energy Physics, CERN Summer School*, 2005 (cité à la page 51).

[87] N. Seguin-Moreau, « Latest Generation of ASICs for Photodetector Readout », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 718, p. 173-179, 2013 (cité aux pages 52, 53).

[88] S. Ahmad, S. Blin, S. Callier, J. B. Cizel, S. Conforti, C. de La Taille, F. Dulucq, J. Fleury, G. Martin-Chassard, L. Raux et al., « Omega Sipm Readout

Asics », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 986, p. 164 628, 2021 (cité à la page 52).

[89] Y. Tang, T. Townsend, H. Deng, Y. Liu, R. Zhang et J. Chen, « A Highly Linear FPGA-based TDC and a Low-Power Multichannel Readout ASIC with a Shared SAR ADC for SiPM Detectors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 68, n° 8, p. 2286-2293, 2021 (cité à la page 52).

[90] D. Durini, G. Zamora-Mejia, J. M. Rocha-Perez, V. H. Carbajal-Gomez, A. I. Bautista-Castillo, S. A. Rosales-Nunez, A. Silva-Juarez, L. C. Alvarez-Simon, A. Diaz-Sanchez, R. Alfaro-Molina et al., « MexSIC, a Data Acquisition Channel for SiPMs », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 72, n° 3, p. 946-960, mars 2025. doi : 10.1109/tns.2025.3528905 (cité à la page 52).

[91] F. Anghinolfi, P. Jarron, F. Krummenacher, E. Usenko et M. C. S. Williams, « NINO, an Ultra-Fast, Low-Power, Front-End Amplifier Discriminator for the Time-Of-Flight Detector in ALICE Experiment », in *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No. 03CH37515)*, t. 1, 2003, p. 375-379 (cité à la page 53).

[92] F. Anghinolfi, P. Jarron, A. N. Martemiyanov, E. Usenko, H. Wenninger, M. C. S. Williams et A. Zichichi, « NINO : An Ultra-Fast and Low-Power Front-End Amplifier/Discriminator ASIC Designed for the Multigap Resistive Plate Chamber », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 533, n° 1–2, p. 183-187, 2004 (cité aux pages 53, 57).

[93] E. Garutti, « Dedicated Front-End Electronics for an ILC Prototype Hadronic Calorimeter with SiPM Readout », in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005*, t. 3, 2005, p. 1499-1502 (cité à la page 53).

[94] M. Groll et C. (.-h. collaboration, « Dedicated Front-End Electronics for an ILC Prototype Hadronic Calorimeter with SIPM Readout », in *Astroparticle, Particle and Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications*, 2006, p. 333-337 (cité à la page 53).

[95] S. Callier, F. Dulucq, C. De La Taille, G. Martin-Chassard, N. Seguin-Moreau, R. Gaglione, I. Laktineh, H. Mathez, V. Boudry, J. C. Brient et al., « HARDROC1, Readout Chip of the Digital Hadronic Calorimeter of ILC », in *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, t. 3, 2007, p. 1851-1856 (cité à la page 53).

[96] S. C. Di Lorenzo, J.-E. Campagne, F. Dulucq, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, M. El Berni et W. Wei, « PARISROC, a Photomultiplier Array Integrated Read out Chip », in *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, 2009, p. 1074-1081 (cité à la page 53).

[97] S. Blin, P. Barrillon et C. de La Taille, « MAROC, a Generic Photomultiplier Readout Chip », *Journal of Instrumentation*, t. 5, n° 12, p. C12007, 2010 (cité à la page 53).

[98] S. Ahmad, P. Barrillon, S. Blin-Bondil, S. Dagoret-Campagne, C. de La Taille, F. Dulucq, Y. Kawasaki et I. Hirokazu, « SPACIROC : A Rad-Hard Front-End Readout Chip for the JEM-EUSO Telescope », *Journal of Instrumentation*, t. 5, n° 12, p. C12012, 2010 (cité à la page 53).

[99] M. Bouchel, F. Dulucq, J. Fleury, C. de La Taille, G. Martin-Chassard et L. Raux, « SPIROC (SiPM Integrated Read-Out Chip) : Dedicated Very Front-End Electronics for an ILC Prototype Hadronic Calorimeter with SiPM Read-Out », in *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, t. 3, 2007, p. 1857-1860 (cité à la page 53).

[100] J. Fleury, S. Callier, C. de La Taille, N. Seguin, D. Thienpont, F. Dulucq, S. Ahmad et G. Martin, « Petiroc and Citiroc : Front-End Asics for SiPM Read-out and ToF Applications », *Journal of Instrumentation*, t. 9, n° 01, p. C01049, 2014 (cité aux pages 53, 57, 58).

[101] J. D. González-Martínez, C. M. S. Collaboration et al., « H2GCROC : Design and Performance of a Dedicated Very Front-End ASIC for SiPM Readout of the CMS High Granularity Calorimeter », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1047, p. 167 863, 2023 (cité à la page 53).

[102] M. Dorn, T. Harion, H.-C. Schultz-Coulon, W. Shen et G. Sidlauskas, « KLauS-ASIC for the Signal Read-out of Silicon Photomultipliers ; KLauS-ASIC Zur Signalauslese von Silizium-Photomultipliern », *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 2011 (cité à la page 53).

[103] Z. Yuan, K. Briggl, H. Chen, Y. Munwes, H.-C. Schultz-Coulon et W. Shen, « Klaus : A Low-Power Sipm Readout Asic for Highly Granular Calorimeters », in *2019 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2019, p. 1-4 (cité à la page 53).

[104] P. Calò, F. Ciciriello, F. Corsi, C. Marzocca, G. Matarrese et M. G. Bisogni, « BASIC64 : A New Mixed-Signal Front-End ASIC for SiPM Detectors », in *2016 Ieee Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and Room-Temperature Semiconductor Detector Workshop (Nss/Mic/Rtsd)*, 2016, p. 1-5 (cité aux pages 53, 57).

[105] K. Wagatsuma, K. Miwa, M. Sakata, K. Oda, H. Ono, M. Kameyama, J. Toyohara et K. Ishii, « Comparison between New-Generation SiPM-based and Conventional PMT-based TOF-PET/CT », *Physica Medica*, t. 42, p. 203-210, 2017 (cité à la page 54).

[106] M. Moszynski, M. Kapusta, D. Wolski, M. Balcerzyk, S. O. Flyckt, P. Lavoute, C. Mannonier et H. Mach, « New Fast Photomultipliers with a Screening Grid at the Anode », in *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No. 03CH37515)*, t. 2, 2003, p. 1378-1383 (cité à la page 54).

[107] D. R. Schaart, « Physics and Technology of Time-of-Flight PET Detectors », *Physics in Medicine & Biology*, t. 66, nº 9, 09TR01, 2021 (cité à la page 54).

[108] H. S. Yoon, G. B. Ko, S. I. Kwon, C. M. Lee, M. Ito, I. C. Song, D. S. Lee, S. J. Hong et J. S. Lee, « Initial Results of Simultaneous PET/MRI Experiments with an MRI-compatible Silicon Photomultiplier PET Scanner », *Journal of Nuclear Medicine*, t. 53, nº 4, p. 608-614, 2012 (cité à la page 54).

[109] G. B. Ko, H. S. Yoon, K. Y. Kim, M. S. Lee, B. Y. Yang, J. M. Jeong, D. S. Lee, I. C. Song, S.-k. Kim, D. Kim et al., « Simultaneous Multiparametric PET/MRI with Silicon Photomultiplier PET and Ultra-High-Field MRI for Small-Animal Imaging », *Journal of Nuclear Medicine*, t. 57, nº 8, p. 1309-1315, 2016 (cité à la page 54).

[110] D. Bailleux, I. Britvitch, K. Deiters, R. Egeland, B. Gilbert, J. Grahl, Q. Ingram, A. Kuznetsov, E. Lester, Y. Musienko et al., « Hamamatsu APD for CMS ECAL : Quality Insurance », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 518, nº 1–2, p. 622-625, 2004 (cité à la page 54).

[111] I. Sarasola, M. V. Nemallapudi, S. Gundacker, D. Sánchez, D. Gascón, P. Rato, J. Marín et E. Auffray, « A Comparative Study of the Time Performance between NINO and FlexToT ASICs », *Journal of Instrumentation*, t. 12, nº 04, P04016, 2017 (cité à la page 57).

[112] J. Castilla, J.-M. Cela, A. Comerma, J.-M. Fernández-Varea, L. Freixas, L. Garrido, D. Gascón, J. Marín, G. Martínez, J.-M. Pérez et al., « Evaluation of the FlexToT ASIC on the Readout of SiPM Matrices and Scintillators for PET », in *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC)*, 2013, p. 1-4 (cité à la page 57).

[113] J. Trenado, J. M. Cela, A. Comerma, D. Gascon, R. Graciani, L. Freixas, J. Marin, G. Martinez, R. Masachs, J. M. Perez et al., « Performance of FlexToT Time Based PET Readout ASIC for Depth of Interaction Measurements », *Proceedings of Science (P.(TIPP2014), ed.)*, 2014 (cité à la page 57).

[114] J. M. Cela, J. M. Fernández-Varea, L. Freixas, L. Garrido, D. Gascón, R. Graciani, J. Marín, G. Martínez, J. Mauricio, J. C. Oller et al., « Performance of the FlexToT v2 ASIC on the Readout of Different Detector Designs for PET », in *2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2015, p. 1-2 (cité à la page 57).

[115] D. Sánchez, S. Gómez, J. Mauricio, L. Freixas, A. Sanuy, G. Guixé, A. López, R. Manera, J. Marín, J. M. Pérez et al., « HRFlexToT : A High Dynamic Range ASIC for Time-of-Flight Positron Emission Tomography », *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, t. 6, n° 1, p. 51-67, 2021 (cité à la page 57).

[116] J. Mauricio, L. Freixas, A. Sanuy, S. Gómez, R. Manera, J. Marín, J. M. Pérez, E. Picatoste, P. Rato, D. Sánchez et al., « MATRIX16 : A 16-Channel Low-Power TDC ASIC with 8 Ps Time Resolution », *Electronics*, t. 10, n° 15, p. 1816, 2021 (cité à la page 57).

[117] S. Gómez, J. M. Fernandez-Tenllado, J. Alozy, M. Campbell, R. Manera, J. Mauricio, A. Mariscal, C. Pujol, D. Sanchez, A. Sanmukh et al., « FastIC : A Highly Configurable ASIC for Fast Timing Applications », in *2021 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2021, p. 1-4 (cité à la page 57).

[118] D. Gascón, R. Ballabriga, F. Bandi, M. Campbell, N. Egidos, J. M. Fernández-Tenllado, S. Gómez, X. Llopart, R. Manera, J. Mauricio et al., « FastICpix : Integrated Signal Processing of Active Hybrid Single Photon Sensors with Ps Time Resolution », in *Public Deliverable for the ATTRACT Final Conference*, 2019, p. 1-5 (cité à la page 57).

[119] X. Fang, N. Ollivier-Henry, W. Gao, C. Hu-Guo, C. Colledani, B. Humbert, D. Brasse et Y. Hu, « IMOTEPAD : A Mixed-Signal 64-Channel Front-End ASIC for Small-Animal PET Imaging », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 634, n° 1, p. 106-112, 2011 (cité à la page 57).

[120] M. D. Rolo, R. Bugalho, F. Goncalves, G. Mazza, A. Rivetti, J. C. Silva, R. Silva et J. Varela, « Tofpet Asic for Pet Applications », *Journal of Instrumentation*, t. 8, n° 02, p. C02050, 2013 (cité à la page 57).

[121] A. Di Francesco, R. Bugalho, L. Oliveira, L. Pacher, A. Rivetti, M. Rolo, J. C. Silva, R. Silva et J. Varela, « TOFPET2 : A High-Performance ASIC for Time and Amplitude Measurements of SiPM Signals in Time-of-Flight Applications », *Journal of Instrumentation*, t. 11, n° 03, p. C03042, 2016 (cité aux pages 57, 58).

[122] R. Bugalho, A. Di Francesco, L. Ferramacho, C. Leong, T. Niknejad, L. Oliveira, M. Rolo, J. C. Silva, R. Silva, M. Silveira et al., « Experimental Characterization of the TOFPET2 ASIC », *Journal of Instrumentation*, t. 14, n° 03, P03029, 2019 (cité à la page 57).

[123] T. Niknejad, E. Albuquerque, A. Benaglia, A. Boletti, R. Bugalho, F. De Guio, M. Firlej, T. Fiutowski, R. Francisco, M. Gallinaro et al., « Results with the TOFHIR2X Revision of the Front-End ASIC of the CMS MTD Barrel Timing

Layer », in *2021 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2021, p. 1-5 (cité à la page 57).

[124] J. Varela, E. Albuquerque, R. Bugalho, T. Coutinho, L. Ferramacho, R. Francisco, L. Oliveira, R. Silva et S. Tavernier, « The New Petsys TOFPET3 ASIC », in *2024 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS), Medical Imaging Conference (MIC) and Room Temperature Semiconductor Detector Conference (RTSD)*, 2024, p. 1-1. doi : 10.1109/NSS/MIC/RTSD57108.2024.10655935 (cité à la page 57).

[125] « Read-out Chips - Weeroc ». (14 juin 2024), adresse : https://www.weeroc.com/read-out-chips/ (cité à la page 57).

[126] L. R. on behalf of OMEGA microelectronics group et Weeroc, « Design and Performance of Dedicated Very Front-End for SiPM : From SPIROC to TRIROC », in *Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP2014)*, 2014 (cité à la page 57).

[127] T. Saleem, S. Ahmad, J.-B. Cizel, C. De La Taille, M. Morenas, V. Nadig, F. Perez, V. Schulz, S. Gundacker et J. Fleury, « Study Experimental Time Resolution Limits of Recent ASICs at Weeroc with Different SiPMs and Scintillators », *Journal of Instrumentation*, t. 18, n° 10, P10005, 2023 (cité à la page 57).

[128] T. Saleem, S. Ahmad, J.-B. Cizel, A. Hadar, F. Perez et J. Fleury, « Radioroc-picoTDC System : Improved Time Resolution for Medical and Scientific Applications », in *2024 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS), Medical Imaging Conference (MIC) and Room Temperature Semiconductor Detector Conference (RTSD)*, 2024, p. 1-1 (cité à la page 57).

[129] I. Sacco, P. Fischer et M. Ritzert, « PETA4 : A Multi-Channel TDC/ADC ASIC for SiPM Readout », *Journal of Instrumentation*, t. 8, n° 12, p. C12013, 2013 (cité à la page 57).

[130] V. Stankova, W. Shen, K. Briggl, H. Chen, P. Fischer, A. Gil, T. Harion, V. Kiworra, Y. Munwes, M. Ritzert et al., « STIC3–Silicon Photomultiplier Timing Chip with Picosecond Resolution », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 787, p. 284-287, 2015 (cité à la page 57).

[131] D. Schug, P. Gebhardt, B. Weissler, N. Gross-Weege, T. Dey et V. Schulz, « Measurements with a PET Coincidence Setup Based on the PETA5 ASIC and FBK RGB-HD SiPMs », in *2017 Ieee Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (Nss/Mic)*, 2017, p. 1-3 (cité à la page 57).

[132] R. Dohle, I. Sacco, T. Rittweg, T. Friedrich, G. Henning, J. Gossler et P. Fischer, « LTCC-based Highly Integrated SiPM Module with Integrated Liquid Co-

oling Channels for High Resolution Molecular Imaging », *Journal of Microelectronics and Electronic Packaging*, t. 15, nº 2, p. 86-94, 2018 (cité à la page 57).

[133] A. o. b. o. O. microelectronics group Klujev et Weeroc, « SAFIR - a PET Insert for MR », in *Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP2022)*, 2022 (cité à la page 57).

[134] P. Fischer et M. Ritzert, « PETAT1, a Time-Sorting Readout ASIC for PET », in *TPSMR2022 8th Conference on PET, SPECT, and MR Multimodal Technologies, Total Body and Fast Timing in Medical Imaging*, 2022 (cité à la page 57).

[135] H. Matsuda, J. Kataoka, H. Ikeda, T. Kato, T. Anbe, S. Nakamura, Y. Ishikawa, K. Sato et K. Yamamura, « Development of Ultra-Fast ASIC for Future PET Scanners Using TOF-capable MPPC Detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 699, p. 211-215, 2013 (cité à la page 57).

[136] K. Shimazoe, Y. Wang, H. Takahashi, K. Kamada, M. Yoshino, J. Kataoka, Y. Yamaya, T. Yanagida, A. Yoshikawa et K. Kumagai, « Time over Threshold Based Digital Animal PET (TODPET) », in *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2011, p. 3267-3271 (cité à la page 57).

[137] T. Orita, M. Uenomachi, K. Shimazoe et H. Ikeda, « Time and Energy Resolving Time-over-Threshold ASIC for MPPC Module in TOF-PET System (ToT-ASIC2) », *Journal of Instrumentation*, t. 18, nº 09, P09033, 2023 (cité à la page 57).

[138] X. Zhu, Z. Deng, Y. Chen, Y. Liu et Y. Liu, « Development of a 64-Channel Readout ASIC for an 8×8 SSPM Array for PET and TOF-PET Applications », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 63, nº 3, p. 1327-1334, 2016 (cité à la page 57).

[139] Y. Chen, Z. Deng et Y. Liu, « DIET : A Multi-Channel SiPM Readout ASIC for TOF-PET with Individual Energy and Timing Digitizer », *Journal of Instrumentation*, t. 13, nº 07, P07023, 2018 (cité à la page 57).

[140] V. V. Nadig, V. A. Schulz et S. R. Cherry, « Time Resolution Limits on the Way towards a Positron Emission Tomography Detector Block with a Time-of-Flight Resolution of 100 Ps and Depth-of-Interaction Encoding for 511 Kev Photons », Fachgruppe Physik, 2024 (cité à la page 57).

[141] V. Nadig, S. Gundacker, K. Herweg, S. Naunheim, D. Schug, B. Weissler et V. Schulz, « ASICs in PET : What We Have and What We Need », *EJNMMI physics*, t. 12, nº 1, p. 16, 2025 (cité à la page 57).

[142] D. Breton, E. Delagnes, J. Maalmi et P. Rusquart, « The WaveCatcher Family of SCA-based 12-Bit 3.2-GS/s Fast Digitizers », in *2014 19th IEEE-NPSS Real Time Conference*, 2014, p. 1-8 (cité aux pages 58, 108, 110).

[143] E. Delagnes, D. Breton, H. Grabas, J. Maalmi, P. Rusquart et M. Saimpert, « The SAMPIC Waveform and Time to Digital Converter », in *2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2014, p. 1-9 (cité à la page 58).

[144] D. Breton et E. Delagnes, *Fast Analog Sampler with Great Memory Depth*, 2001 (cité à la page 58).

[145] A. D. Fulvio, K. C. Hartig, E. A. Padilla, N. Shoman, N. Peter-Stein et A. A. Solodov, « Sandia National Laboratories Early Career University Faculty Mentoring Program in International Safeguards », Sandia National Lab.(SNL-NM), Albuquerque, NM (United States) ; Univ. of ..., 2020 (cité aux pages 58, 187).

[146] B. Boxer, B. Godfrey, C. Grace, J. Johnson, R. Khandwala et M. Tripathi, « Studies in Pulse Shape Discrimination for an Optimized ASIC Design », *Journal of Instrumentation*, t. 18, n° 01, P01020, 2023 (cité aux pages 58, 187).

[147] J. Johnson, B. Boxer, T. Prakash, C. Grace, P. Sorensen et M. Tripathi, « Investigating Resource-Efficient Neutron/Gamma Classification ML Models Targeting eFPGAs », *Journal of Instrumentation*, t. 19, n° 07, P07034, 2024 (cité aux pages 58, 187).

[148] K. Weinfurther, P. Marleau et M. Sweany, « Pulse Shape Measurements for Neutron/Gamma Discrimination Using the TOFPET2 ASIC », *Journal of Instrumentation*, t. 18, n° 07, P07015, 2023 (cité aux pages 58, 73).

[149] T. C. Wu, F. Sutanto, V. A. Li, T. M. Classen, S. Dazeley et I. Jovanovic, « Calibration of a Compact ASIC-based Data Acquisition System for Neutron/Gamma Discrimination and Spectroscopy with Organic Scintillators », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1057, p. 168 699, 2023 (cité à la page 58).

[150] J. Leland, M. Fang, S. Pani, Y. Venturini, M. Locatelli et A. Di Fulvio, « Enabling Pulse Shape Discrimination with Commercial ASICs », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1064, p. 169 438, 1er juill. 2024. doi : 10.1016/j.nima.2024.169438 (cité à la page 58).

[151] A. Glenn, Q. Cheng, A. D. Kaplan et R. Wurtz, « Pulse Pileup Rejection Methods Using a Two-Component Gaussian Mixture Model for Fast Neutron Detection with Pulse Shape Discriminating Scintillator », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 988, p. 164 905, 2021 (cité à la page 60).

[152] F. D. Brooks, « A Scintillation Counter with Neutron and Gamma-Ray Discriminators », *Nuclear Instruments and Methods*, t. 4, n° 3, p. 151-163, 1959 (cité à la page 60).

[153] M. L. Roush, M. A. Wilson et W. F. Hornyak, « Pulse Shape Discrimination », *Nuclear Instruments and Methods*, t. 31, n° 1, p. 112-124, 1964 (cité à la page 60).

[154] J. M. Adams et G. White, « A Versatile Pulse Shape Discriminator for Charged Particle Separation and Its Application to Fast Neutron Time-of-Flight Spectroscopy », *Nuclear Instruments and Methods*, t. 156, n° 3, p. 459-476, 1978 (cité aux pages 60, 62, 63).

[155] J. H. Heltsley, L. Brandon, A. Galonsky, L. Heilbronn, B. A. Remington, S. Langer, A. Vander Molen, J. Yurkon et J. Kasagi, « Particle Identification via Pulse-Shape Discrimination with a Charge-Integrating ADC », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 263, n° 2–3, p. 441-445, 1988 (cité à la page 60).

[156] E. Bayat, N. Divani-Vais, M. M. Firoozabadi et N. Ghal-Eh, « A Comparative Study on Neutron-Gamma Discrimination with NE213 and UGLLT Scintillators Using Zero-Crossing Method », *Radiation Physics and Chemistry*, t. 81, n° 3, p. 217-220, 2012 (cité à la page 60).

[157] N. P. Zaitseva, A. M. Glenn, A. N. Mabe, M. L. Carman, C. R. Hurlbut, J. W. Inman et S. A. Payne, « Recent Developments in Plastic Scintillators with Pulse Shape Discrimination », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 889, p. 97-104, 2018 (cité à la page 60).

[158] A. Roy, D. Vartsky, I. Mor, E. O. Cohen, Y. Yehuda-Zada, A. Beck et L. Arazi, « Evaluation of the Constant Fraction Time-Over-Threshold (CF-TOT) Method for Neutron-Gamma Pulse Shape Discrimination », *Journal of Instrumentation*, t. 17, n° 05, P05028, 2022 (cité à la page 60).

[159] M. D. Aspinall, B. D'Mellow, R. O. Mackin, M. J. Joyce, N. P. Hawkes, D. J. Thomas, Z. Jarrah, A. J. Peyton, P. J. Nolan et A. J. Boston, « Verification of the Digital Discrimination of Neutrons and Gamma Rays Using Pulse Gradient Analysis by Digital Measurement of Time of Flight », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 583, n° 2–3, p. 432-438, 2007 (cité à la page 60).

[160] G. Liu, M. J. Joyce, X. Ma et M. D. Aspinall, « A Digital Method for the Discrimination of Neutrons and Gamma Rays with Organic Scintillation Detectors Using Frequency Gradient Analysis », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 57, n° 3, p. 1682-1691, 2010 (cité aux pages 60, 65).

[161] M. Durbin, M. A. Wonders, M. Flaska et A. T. Lintereur, « K-Nearest Neighbors Regression for the Discrimination of Gamma Rays and Neutrons in Organic Scintillators », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 987, p. 164 826, 2021 (cité à la page 60).

[162] N. M. Michels, A. J. Jinia, S. D. Clarke, H.-S. Kim, S. A. Pozzi et D. D. Wentzloff, « Real-Time Classification of Radiation Pulses with Piled-up Recovery Using an FPGA-based Artificial Neural Network », *IEEE access : practical innovations, open solutions*, t. 11, p. 78 074-78 083, 2023 (cité à la page 60).

[163] A. Hachem, Y. Moline, G. Corre, B. Ouni, M. Trocme, A. Elayeb et F. Carrel, « Labeling Strategy to Improve Neutron/Gamma Discrimination with Organic Scintillator », *Nuclear Engineering and Technology*, t. 55, n° 11, p. 4057-4065, 2023 (cité aux pages 60, 61).

[164] « EJ-276D - Pulse Shape Discrimination Plastic Scintillator - Eljen Technology ». (), adresse : https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-276 (cité aux pages 61, 104-106, 108, 116, 131, 156, 159).

[165] E. Gatti, C. Cottini, S. Donati, V. Svelto et F. Vaghi, « Particle Identification by Pulse Shape Discrimination », *Energia nucleare*, t. 17, p. 60, 1970 (cité à la page 63).

[166] N. Zaitseva, B. L. Rupert, I. Pawełczak, A. Glenn, H. P. Martinez, L. Carman, M. Faust, N. Cherepy et S. Payne, « Plastic Scintillators with Efficient Neutron/Gamma Pulse Shape Discrimination », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 668, p. 88-93, 2012 (cité à la page 64).

[167] G. H. Bertrand, M. Hamel, S. Normand et F. Sguerra, « Pulse Shape Discrimination between (Fast or Thermal) Neutrons and Gamma Rays with Plastic Scintillators : State of the Art », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 776, p. 114-128, 2015 (cité à la page 64).

[168] C. Lynde, E. Montbarbon, M. Hamel, A. Grabowski, C. Frangville, G. H. Bertrand, G. Galli, F. Carrel, V. Schoepff et Z. El Bitar, « Optimization of the Charge Comparison Method for Multiradiation Field Using Various Measurement Systems », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 67, n° 4, p. 679-687, 2020 (cité aux pages 64, 71, 113, 145, 166).

[169] B. D'Mellow, M. D. Aspinall, R. O. Mackin, M. J. Joyce et A. J. Peyton, « Digital Discrimination of Neutrons and Gamma-Rays in Liquid Scintillators Using Pulse Gradient Analysis », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 578, n° 1, p. 191-197, 2007 (cité à la page 65).

[170] M. J. Safari, F. A. Davani, H. Afarideh, S. Jamili et E. Bayat, « Discrete Fourier Transform Method for Discrimination of Digital Scintillation Pulses in Mixed Neutron-Gamma Fields », *IEEE transactions on nuclear science*, t. 63, n° 1, p. 325-332, 2016 (cité aux pages 65, 189).

[171] Y. Le Cun et F. Fogelman-Soulié, « Modèles connexionnistes de l'apprentissage », 1987. DOI : 10.3406/intel.1987.1804 (cité à la page 66).

[172] S. Haykin, *Neural Networks : A Comprehensive Foundation*, 1re éd. USA, sept. 1994, ISBN : 978-0-02-352761-6 (cité à la page 66).

[173] C. Cortes et V. Vapnik, « Support-Vector Networks », *Machine Learning*, t. 20, no 3, p. 273-297, 1er sept. 1995. DOI : 10.1007/BF00994018 (cité à la page 66).

[174] T. K. Ho, « Random Decision Forests », in *Proceedings of 3rd International Conference on Document Analysis and Recognition*, t. 1, août 1995, 278-282 vol.1. DOI : 10.1109/ICDAR.1995.598994 (cité à la page 66).

[175] S. Cong et Y. Zhou, « A Review of Convolutional Neural Network Architectures and Their Optimizations », *Artificial Intelligence Review*, t. 56, no 3, p. 1905-1969, 1er mars 2023. DOI : 10.1007/s10462-022-10213-5 (cité à la page 66).

[176] K. Tyagi, C. Rane, R. Sriram et M. Manry, « Chapter 3 - Unsupervised Learning », in *Artificial Intelligence and Machine Learning for EDGE Computing*, R. Pandey, S. K. Khatri, N. kumar Singh et P. Verma, éd., 1er jan. 2022, p. 33-52, ISBN : 978-0-12-824054-0. DOI : 10.1016/B978-0-12-824054-0.00012-5 (cité à la page 66).

[177] P. Li, Y. Pei et J. Li, « A Comprehensive Survey on Design and Application of Autoencoder in Deep Learning », *Applied Soft Computing*, t. 138, p. 110 176, 1er mai 2023. DOI : 10.1016/j.asoc.2023.110176 (cité à la page 66).

[178] C. Fu, A. Di Fulvio, S. D. Clarke, D. Wentzloff, S. A. Pozzi et H. S. Kim, « Artificial Neural Network Algorithms for Pulse Shape Discrimination and Recovery of Piled-up Pulses in Organic Scintillators », *Annals of Nuclear Energy*, t. 120, p. 410-421, 1er oct. 2018. DOI : 10.1016/j.anucene.2018.05.054 (cité à la page 66).

[179] W. Zhang, T. Wu, B. Zheng, S. Li, Y. Zhang et Z. Yin, « A Real-Time Neutron-Gamma Discriminator Based on the Support Vector Machine Method for the Time-of-Flight Neutron Spectrometer », *Plasma Science and Technology*, t. 20, no 4, p. 045 601, avr. 2018. DOI : 10.1088/2058-6272/aaaaa9 (cité à la page 66).

[180] G. Liu, M. D. Aspinall, X. Ma et M. J. Joyce, « An Investigation of the Digital Discrimination of Neutrons and Gamma Rays with Organic Scintillation Detectors Using an Artificial Neural Network », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 607, no 3, p. 620-628, 21 août 2009. DOI : 10.1016/j.nima.2009.06.027 (cité à la page 66).

[181] A. Hachem, « Characterization of Radioactivity Signals by Embedded Machine Learning », thèse de doct., Université Paris-Saclay, 11 mars 2024 (cité aux pages 66, 168).

[182] L. M. Simms, B. Blair, J. Ruz, R. Wurtz, A. D. Kaplan et A. Glenn, « Pulse Discrimination with a Gaussian Mixture Model on an FPGA », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 900, p. 1-7, 21 août 2018. doi : 10.1016/j.nima.2018.05.039 (cité à la page 66).

[183] K. Zhao, C. Feng, S. Wang, Z. Shen, K. Zhang et S. Liu, « N/Gamma Discrimination for CLYC Detector Using a One-Dimensional Convolutional Neural Network », *Journal of Instrumentation*, t. 18, n° 01, P01021, 1er jan. 2023. doi : 10.1088/1748-0221/18/01/P01021 (cité à la page 66).

[184] S. Yoon, C. Lee, H. Seo et H.-D. Kim, « Improved Fast Neutron Detection Using CNN-based Pulse Shape Discrimination », *Nuclear Engineering and Technology*, t. 55, n° 11, p. 3925-3934, 1er nov. 2023. doi : 10.1016/j.net.2023.07.007 (cité à la page 66).

[185] Z. Zhang, D. Wang, S. Feng, Z. Ye, T. Zhou, Z. Zheng, F. Wang, C. Zhao, Z. Wang, L. Bai et al., « A Portable Neutron Gamma Discrimination Detector Based on NaIL and SiPM », *Journal of Instrumentation*, t. 17, n° 06, T06005, 2022 (cité aux pages 66, 72).

[186] F. Shen, Q. Fu, T. Huang et W. Wang, « A Compact Dual Gamma Neutron Detector Based on NaI (Tl+ Li) Scintillator Readout with SiPM », *Crystals*, t. 12, n° 8, p. 1077, 2022 (cité aux pages 66, 72).

[187] M. Grodzicka-Kobylka, T. Szczesniak, M. Moszyński, L. Swiderski, D. Wolski, J. Baszak, S. Korolczuk et P. Schotanus, « Study of N-Gamma Discrimination by Zero-Crossing Method with SiPM Based Scintillation Detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 883, p. 159-165, 2018 (cité aux pages 66, 67, 70).

[188] R. A. Akbarov, G. S. Ahmadov, F. I. Ahmadov, D. Berikov, M. Holik, R. Mammadov, S. M. Nuruyev, A. Z. Sadigov, Z. Y. Sadygov et S. I. Tyutyunnikov, « Fast Neutron Detectors with Silicon Photomultiplier Readouts », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 936, p. 549-551, 2019 (cité aux pages 66, 67).

[189] M. Wang, M. Fang, Z. Wei, Y. Guo, J. Li, J. Li, M. Zhang et H. Li, « Optimization of the n/Gamma Pulse Shape Discrimination Performance of Plastic Scintillator Coupled with SiPM Arrays », *Science and Technology of Nuclear Installations*, t. 2025, n° 1, p. 5 595 233, 2025 (cité aux pages 66, 68, 73, 190).

[190] M. P. Taggart et P. J. Sellin, « Comparison of the Pulse Shape Discrimination Performance of Plastic Scintillators Coupled to a SiPM », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 908, p. 148-154, 2018 (cité aux pages 66, 68, 70).

[191] F. Pino, J. Delgado, G. Mantovani, L. Pancheri, M. Bello, D. Fabris, C. L. Fontana, M. Polo, V. Ruíz, D. Brunelli et al., « Novel Detector Assembly for Neutron/Gamma-Ray Discrimination Applications Based on Large-Sized Scintillators Coupled to Large Area SiPM Arrays », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 69, n° 4, p. 668-676, 2022 (cité aux pages 66, 72).

[192] R. M. Preston, J. E. Eberhardt et J. R. Tickner, « Neutron-Gamma Pulse Shape Discrimination Using Organic Scintillators with Silicon Photomultiplier Readout », *IEEE Transactions on nuclear science*, t. 61, n° 4, p. 2410-2418, 2014 (cité aux pages 67, 70).

[193] G. Song, S. Lee, J. Park, W. Kim, K. I. L. Y. O. U. N. G. Ko, H. Kim et G. Cho, « Optimization of Fast Neutron and X-ray Pulse Shape Discrimination (PSD) Using an EJ276G Scintillator in High Radiation Mixed Conditions », *Journal of Instrumentation*, t. 17, n° 03, p. C03016, 2022 (cité aux pages 67, 72).

[194] J. Delgado, F. Pino, S. Moretto, D. Corti, A. Griggio, M. Polo, L. Panchieri et D. Fabris, « Comparative Study of SiPM Arrays Performances for Neutron Detectors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2024 (cité aux pages 67, 73).

[195] C. Lynde, C. Frangville, R. Woo, V. Schoepff, G. H. Bertrand, J.-M. Bourbotte, M. Hamel, J. Dumazert et F. Carrel, « On the Use of Pixelated Plastic Scintillator and Silicon Photomultipliers Array for Coded Aperture Gamma-Neutron Imaging », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 69, n° 4, p. 731-737, 2022 (cité aux pages 67, 72).

[196] F. Shen, Y. Pan, Q. Fu, S. Lin, T. Huang et W. Wang, « PSD Performance of EJ-276 and EJ-301 Scintillator Readout with SiPM Array », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1039, p. 167 148, 2022 (cité aux pages 68, 72).

[197] M. W. J. Hubbard, M. P. Taggart et P. J. Sellin, « Exploration of Fourier Based Algorithms and Detector Designs for Pulse Shape Discrimination », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 930, p. 64-73, 2019 (cité aux pages 68, 71).

[198] M. Ramilli, « Characterization of SiPM : Temperature Dependencies », in *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008, p. 2467-2470 (cité à la page 68).

[199] N. Dinu-Jaeger, « Instrumentation on Silicon Detectors : From Properties Characterization to Applications », thèse de doct., Université Paris Sud-Paris 11, 2013 (cité à la page 68).

[200] F. Licciulli, I. Indiveri et C. Marzocca, « A Novel Technique for the Stabilization of SiPM Gain against Temperature Variations », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 60, n° 2, p. 606-611, 2013 (cité à la page 68).

[201] F. Licciulli et C. Marzocca, « An Active Compensation System for the Temperature Dependence of SiPM Gain », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 62, nº 1, p. 228-235, 2015 (cité à la page 68).

[202] E. Kuznetsov, « Temperature-Compensated Silicon Photomultiplier », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 912, p. 226-230, 2018 (cité à la page 68).

[203] P. Dorosz, M. Baszczyk, S. Glab, W. Kucewicz, L. Mik et M. Sapor, « Silicon Photomultiplier's Gain Stabilization by Bias Correction for Compensation of the Temperature Fluctuations », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 718, p. 202-204, 2013 (cité à la page 68).

[204] V. Ivanovs, S. Gushchin, V. Ivanovs, V. Fjodorovs, D. Kuznecovs, A. Loutchanski et V. Ogorodniks, « Temperature Stabilization of Sipm-Based Gamma-Radiation Scintillation Detectors », *Rad. Appl.*, t. 3, p. 165-171, 2018 (cité à la page 68).

[205] D. Zhang, X. Li, X. Wen, S. Xiong, Z. An, Y. Xu, X. Sun, R. Qiao, Z. Li, K. Gong et al., « Gain Stabilization and Consistency Correction Approach for Multiple SiPM-based Gamma-Ray Detectors on GECAM », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1027, p. 166 222, 2022 (cité à la page 68).

[206] « CAEN - Tools for Discovery », CAEN - Tools for Discovery. (20 jan. 2011), adresse : https://www.caen.it/ (cité à la page 69).

[207] « CAEN Multi-PArameter Spectroscopy Software (CoMPASS) », CAEN - Tools for Discovery. (), adresse : https://www.caen.it/products/compass/ (cité à la page 69).

[208] A. Hachem, A. Kanj, Y. Moline, G. Corre, C. Lynde et F. Carrel, « Neutron Gamma Discrimination Performance with Plastic Scintillator According to SNR, Vertical Resolution and Sampling Frequency », in *2022 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2022, p. 1-5 (cité aux pages 69, 189).

[209] M. P. Taggart, C. Payne et P. J. Sellin, « Neutron-Gamma Discrimination via PSD Plastic Scintillator and SiPMs », in *Journal of Physics : Conference Series*, t. 763, 2016, p. 012 007 (cité à la page 70).

[210] R. Santoro, M. Caccia, L. Malinverno, A. Martemiyanov, M. Ellis et C. Allwork, « Qualification and Performance of a Neutron Detector System with Enhanced Gamma Discrimination, Based on Silicon Photomultiplier Arrays Coupled to an EJ-299–34 Scintillator », in *2017 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2017, p. 1-5 (cité à la page 70).

[211] V. A. Li, T. M. Classen, S. A. Dazeley, M. J. Duvall, I. Jovanovic, A. N. Mabe, E. T. Reedy et F. Sutanto, « A Prototype for SANDD : A Highly-Segmented Pulse-Shape-Sensitive Plastic Scintillator Detector Incorporating Silicon Photomultiplier Arrays », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 942, p. 162 334, 2019 (cité à la page 71).

[212] F. Sutanto, T. M. Classen, S. A. Dazeley, M. J. Duvall, I. Jovanovic, V. A. Li, A. N. Mabe, E. T. E. Reedy et T. Wu, « SANDD : A Directional Antineutrino Detector with Segmented 6Li-doped Pulse-Shape-Sensitive Plastic Scintillator », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1006, p. 165 409, 2021 (cité à la page 71).

[213] F. Ferrulli, N. Dinar, L. G. Manzano, M. Labalme et M. Silari, « Characterization of Stilbene and EJ-276 Scintillators Coupled with a Large Area SiPM Array for a Fast Neutron Dose Rate Detector », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1010, p. 165 566, 2021 (cité à la page 71).

[214] J. Guo, X. Pang, J. Cai, D. Li, X. Wang, X. Hu, Y. Yu, S. Liu, X. Liang, Y. Zhang et al., « Compact MPPC-based Coded Aperture Imaging Camera for Dual-Particle Detection », *Radiation Detection Technology and Methods*, t. 5, p. 61-70, 2021 (cité à la page 71).

[215] M. Caccia, M. Galoppo, L. Malinverno, P. Monti-Guarnieri et R. Santoro, « Impact of the Detected Scintillation Light Intensity on Neutron-Gamma Discrimination », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 69, n° 10, p. 2197-2203, 2022 (cité à la page 72).

[216] J. Boo et M. Jeong, « Comparative Study of the Pulse Shape Discrimination (PSD) Performance of Pixelated Stilbene and Plastic Scintillator (EJ-276) Arrays for a Coded-Aperture-Based Hand-Held Dual-Particle Imager », *Nuclear Engineering and Technology*, t. 55, n° 5, p. 1677-1686, 2023 (cité à la page 73).

[217] E. V. Pagano, G. Politi, A. Simancas, E. De Filippo, P. Russotto, G. Cardella, A. Castoldi, E. Geraci, B. Gnoffo, M. Guarrera et al., « Experimental Characterization of Discrimination Capabilities of EJ-276 and EJ-276G Read by SiPM by Pulse-Shape Analysis Techniques », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1064, p. 169 425, 2024 (cité à la page 73).

[218] G. Song, J. Hwang, J. Kim, H. Kim, S. Lee, J. Park et G. Cho, « Automatic Classification of Multi-Channel PSD Results Combining Unsupervised and Supervised Learning », *Nuclear Engineering and Technology*, t. 57, n° 5, p. 103 331, 2025 (cité à la page 73).

[219] « MCNP® Website ». (), adresse : https://mcnp.lanl.gov/ (cité à la page 74).

[220] T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S.-I. Abe, T. Kai, Y. Matsuya, N. Matsuda, Y. Hirata et al., « Recent Improvements of the Particle and Heavy Ion Transport Code System – PHITS Version 3.33 », *Journal of Nuclear Science and Technology*, t. 61, nº 1, p. 127-135, 2 jan. 2024. DOI : 10.1080/00223131.2023.2275736 (cité à la page 74).

[221] « Geant4 », Geant4. (), adresse : https://geant4.web.cern.ch// (cité à la page 74).

[222] « Home | The Official CERN FLUKA Website ». (), adresse : https://fluka.cern/ (cité à la page 74).

[223] E. H. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, M. Incagli, D. Lucchesi, C. Pagliarone, S. Tokar et F. Zetti, « Absolute Calibration and Monitoring of a Spectrometric Channel Using a Photomultiplier », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 339, nº 3, p. 468-476, 1994 (cité à la page 75).

[224] R. Dossi, A. Ianni, G. Ranucci et O. J. Smirnov, « Methods for Precise Photoelectron Counting with Photomultipliers », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 451, nº 3, p. 623-637, 2000 (cité à la page 75).

[225] R. Saldanha, L. Grandi, Y. Guardincerri et T. Wester, « Model Independent Approach to the Single Photoelectron Calibration of Photomultiplier Tubes », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 863, p. 35-46, 2017 (cité à la page 75).

[226] L. N. Kalousis, « An Analytical Model for Photomultiplier Tube Calibration », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1058, p. 168 943, 2024 (cité à la page 75).

[227] N. Krihely, « SPICE Model of Photomultiplier Tube under Different Bias Conditions », *IEEE Sensors Journal*, t. 14, nº 10, p. 3606-3610, 2014 (cité aux pages 75-77).

[228] D. Y. Akimov, E. S. Kozlova et Y. A. Melikyan, « Computer Modelling of the Hamamatsu R11410-20 PMT », in *Journal of Physics : Conference Series*, t. 798, 2017, p. 012 211 (cité à la page 76).

[229] F. Hueso-González, D. Ginestar, J. L. Hueso et J. Riera, « Comments on "Spice Model of Photomultiplier Tube under Different Bias Conditions" », *IEEE Sensors Journal*, t. 21, nº 15, p. 17 395-17 402, 2021 (cité à la page 76).

[230] M. Anthony, E. Aprile, L. Grandi, Q. Lin et R. Saldanha, « Characterization of Photomultiplier Tubes with a Realistic Model through GPU-boosted Simulation », *Journal of Instrumentation*, t. 13, n° 02, T02011, 2018 (cité à la page 76).

[231] D. Coquelin, T. Jobin, W. Kemmerer, P. Maxwell, S. Merten, E. Moller, W. Morris, G. Niculescu, I. Niculescu et W. Shaver, « Practical Considerations in Modeling the Low Light Response of Photomultiplier Tubes in Large Batch Testing », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 928, p. 43-50, 2019 (cité à la page 76).

[232] J. Beavers, K. Huddleston, N. Hines et W. McNeil, « Modeling Electron Transport and Multiplication in Photomultiplier Tubes Using COMSOL Multiphysics® », *Journal of Instrumentation*, t. 17, n° 12, P12015, 2022 (cité à la page 76).

[233] P. Martín-Luna, D. Esperante, A. F. Prieto, N. Fuster-Martínez, I. G. Rivas, B. Gimeno, D. Ginestar, D. González-Iglesias, J. L. Hueso, G. Llosá et al., « Simulation of Electron Transport and Secondary Emission in a Photomultiplier Tube and Experimental Validation », *Sensors and Actuators A : Physical*, t. 365, p. 114 859, 2024. doi : 10.1016/j.sna.2023.114859 (cité aux pages 76, 77).

[234] J. Beavers, K. Huddleston, N. Hines et W. McNeil, « Simulation of Electron Transport in a Catoptric Photomultiplier Tube Concept for Large Rectangular Scintillator Crystals », *Journal of Instrumentation*, t. 19, n° 04, P04025, 2024 (cité à la page 76).

[235] J. P. Boris et al., « Relativistic Plasma Simulation-Optimization of a Hybrid Code », in *Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas*, 1970, p. 3-67 (cité à la page 76).

[236] J. R. M. Vaughan, « A New Formula for Secondary Emission Yield », *IEEE Transactions on electron devices*, t. 36, n° 9, p. 1963-1967, 1989 (cité à la page 76).

[237] P. Martín-Luna, D. Esperante, J. V. Casaña, A. F. Prieto, N. Fuster-Martínez, I. G. Rivas, B. Gimeno, D. Ginestar, D. González-Iglesias, J. L. Hueso et al., « Effects of the Passive Voltage Divider in a Photomultiplier Tube : Analytical Model, Simulations and Experimental Validation », *Sensors and Actuators A : Physical*, t. 381, p. 116 057, 2025 (cité à la page 76).

[238] Y. Wang, G. Cao, L. Wen et Y. Wang, « A New Optical Model for Photomultiplier Tubes », *The European Physical Journal C*, t. 82, n° 4, p. 329, 2022 (cité aux pages 77, 78).

[239] J. Peña-Rodríguez, S. Hernández-Barajas, Y. León-Carreño et L. A. Núñez, « Modeling and Simulation of the R5912 Photomultiplier for the LAGO Project », *IEEE Sensors Journal*, t. 21, n° 18, p. 20 184-20 191, 2021 (cité à la page 77).

[240] « MATLAB - Le langage du calcul technique ». (), adresse : https://fr.mathworks.com/products/matlab.html (cité aux pages 78, 88).

[241] « COMSOL : Logiciel Multiphysique pour l'Optimisation des Designs », COMSOL. (), adresse : https://www.comsol.fr/ (cité aux pages 78, 88).

[242] A. Goetzberger, B. McDonald, R. H. Haitz et R. M. Scarlett, « Avalanche Effects in Silicon p—n Junctions. II. Structurally Perfect Junctions », *Journal of Applied Physics*, t. 34, n° 6, p. 1591-1600, 1963 (cité à la page 78).

[243] D. S. Ong, K. F. Li, G. J. Rees, J. P. R. David et P. N. Robson, « A Simple Model to Determine Multiplication and Noise in Avalanche Photodiodes », *Journal of applied physics*, t. 83, n° 6, p. 3426-3428, 1998 (cité à la page 78).

[244] J. R. Biard et W. N. Shaunfield, « A Model of the Avalanche Photodiode », *IEEE Transactions on Electron Devices*, t. 14, n° 5, p. 233-238, 2005 (cité à la page 78).

[245] K. I. Khomyakova, H. Deeb, K. A. Lozovoy et A. P. Kokhanenko, « Modeling the Characteristics of Avalanche Photodiodes Based on Ge/Si », *signal*, t. 2, p. 3, 2023 (cité à la page 78).

[246] F. Corsi, A. Dragone, C. Marzocca, A. Del Guerra, P. Delizia, N. Dinu, C. Piemonte, M. Boscardin et G. F. Dalla Betta, « Modelling a Silicon Photomultiplier (SiPM) as a Signal Source for Optimum Front-End Design », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 572, n° 1, p. 416-418, 2007 (cité aux pages 78-80).

[247] F. Licciulli et C. Marzocca, « Parameter Extraction Method for the Electrical Model of a Silicon Photomultiplier », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 63, n° 5, p. 2517-2526, 2016 (cité à la page 80).

[248] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori et F. Zappa, « Avalanche Photodiodes and Quenching Circuits for Single-Photon Detection », *Applied optics*, t. 35, n° 12, p. 1956-1976, 1996 (cité à la page 81).

[249] D. Marano, M. Belluso, G. Bonanno, S. Billotta, A. Grillo, S. Garozzo, G. Romeo, O. Catalano, G. La Rosa, G. Sottile et al., « Silicon Photomultipliers Electrical Model Extensive Analytical Analysis », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 61, n° 1, p. 23-34, 2013 (cité à la page 81).

[250] F. Scheuch, D. Führen, T. Hebbeker, C. Heidemann et M. Merschmeyer, « Electrical Characterization and Simulation of SiPMs », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 787, p. 340-343, 2015 (cité à la page 81).

[251] K. D. McGee, *Silicon Photomultiplier Modeling of CsI (Tl) with Front End Electronics Using a Monte Carlo Model*, 2019 (cité à la page 82).

[252] E. Proserpio et R. Santoro, *SimSiPM : A Library for SiPM Simulation*, manual, Como, Italy, 2021 (cité à la page 82).

[253] J. Peña-Rodríguez, J. Förtsch, C. Pauly et K.-H. Kampert, « A Simulation Framework for SiPMs », *Journal of Instrumentation*, t. 20, n° 04, P04031, 2025 (cité à la page 82).

[254] T. Niggemann, E. Dietz-Laursonn, T. Hebbeker, A. Künsken, M. Lauscher et M. Merschmeyer, « G4SiPM : A Novel Silicon Photomultiplier Simulation Package for Geant4 », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 787, p. 344-347, 2015 (cité aux pages 83, 187).

[255] Hamamatsu, *Fiche Technique PMT R7724*, 2021 (cité aux pages 88-91, 93, 94, 108).

[256] « Technical Notes | Hamamatsu Photonics ». (), adresse : https://www.hamamatsu.com/eu/en/resources/library/technical-notes.html (cité aux pages 89, 90).

[257] G. E. P. Box et M. E. Muller, « A Note on the Generation of Random Normal Deviates », *The Annals of Mathematical Statistics*, t. 29, n° 2, p. 610-611, juin 1958. doi : 10.1214/aoms/1177706645 (cité à la page 89).

[258] B. Industries, *Photomultiplier Handbook*, 1980 (cité à la page 91).

[259] R. E. Simon et B. F. Williams, « Secondary-Electron Emission », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 15, n° 3, p. 167-170, juin 1968. doi : 10.1109/TNS.1968.4324934 (cité à la page 92).

[260] H. Seiler, « Secondary Electron Emission in the Scanning Electron Microscope », *Journal of Applied Physics*, t. 54, n° 11, R1-R18, 1er nov. 1983. doi : 10.1063/1.332840 (cité à la page 92).

[261] J. J. Scholtz, D. Dijkkamp et R. W. A. Schmitz, « Secondary Electron Emission Properties », *Philips Journal of Research*, New Flat, Thin Display Technology, t. 50, n° 3, p. 375-389, 1er jan. 1996. doi : 10.1016/S0165-5817(97)84681-5 (cité à la page 92).

[262] A. Shih, J. Yater, C. Hor et R. Abrams, « Secondary Electron Emission Studies », *Applied Surface Science*, Proceedings of the International Vacuum Electron Sources Conference 1996, t. 111, p. 251-258, 3 fév. 1997. doi : 10.1016/S0169-4332(96)00729-5 (cité à la page 92).

[263] S. X. Tao, H. W. Chan et H. Van der Graaf, « Secondary Electron Emission Materials for Transmission Dynodes in Novel Photomultipliers : A Review », *Materials*, t. 9, n° 12, p. 1017, déc. 2016. DOI : 10.3390/ma9121017 (cité aux pages 92, 93).

[264] E. Edward Willis, « The Time Dispersion of Secondary Electron Emission », University of Illinois, 1955 (cité à la page 93).

[265] *Hamamatsu Photomultiplier Tubes and Assemblies* (cité aux pages 94, 108).

[266] « MXR 350 26 - Comet Industrial X-ray ». (), adresse : https://xray.comet.tech/en/products/mxr-350-26 (cité à la page 95).

[267] « Gafchromic RTQA2 Films - GAFchromic™ ». (), adresse : http://www.gafchromic.com/gafchromic-film/radiotherapy-films/RTQA2/index.asp (cité à la page 95).

[268] « Non-Linear Least-Squares Minimization and Curve-Fitting for Python — Non-Linear Least-Squares Minimization and Curve-Fitting for Python ». (), adresse : https://lmfit.github.io/lmfit-py/ (cité aux pages 97, 110).

[269] *Lmfit : Least-Squares Minimization with Bounds and Constraints*, version 1.3.4 (cité à la page 97).

[270] « 3D Slicer Image Computing Platform », 3D Slicer. (), adresse : https://slicer.org/ (cité aux pages 98, 99).

[271] S. van der Walt, J. L. Schönberger, J. Nunez-Iglesias, F. Boulogne, J. D. Warner, N. Yager, E. Gouillart et T. Yu, « Scikit-Image : Image Processing in Python », *PeerJ*, t. 2, e453, 19 juin 2014. DOI : 10.7717/peerj.453 (cité à la page 98).

[272] « Download LTspice | Analog Devices ». (), adresse : https://www.analog.com/en/resources/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html (cité aux pages 101, 130, 177).

[273] P. Peng, Y. Qiang, S. Ross et K. Burr, « Characterization of Silicon Photomultipliers and Validation of the Electrical Model », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 887, p. 144-149, 11 avr. 2018. DOI : 10.1016/j.nima.2018.01.059 (cité à la page 102).

[274] « C-SERIES », onsemi. (), adresse : https://www.onsemi.com/products/sensors/photodetectors-sipm-spad/silicon-photomultipliers-sipm/c-series (cité aux pages 102, 153, 156, 157, 159).

[275] « J-SERIES ». (), adresse : https://www.onsemi.com/products/sensors/photodetectors-sipm-spad/silicon-photomultipliers-sipm/j-series (cité aux pages 102, 135, 140, 156).

[276] R. Klanner, « Characterisation of SiPMs », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Silicon Photomultipliers : Technology, Characterisation and Applications, t. 926, p. 36-56, 11 mai 2019. doi : 10.1016/j.nima.2018.11.083 (cité à la page 102).

[277] M. Grodzicka-Kobylka, T. Szczesniak, M. Moszyński, K. Brylew, L. Swiderski, J. J. Valiente-Dobón, P. Schotanus, K. Grodzicki et H. Trzaskowska, « Fast Neutron and Gamma Ray Pulse Shape Discrimination in EJ-276 and EJ-276G Plastic Scintillators », *Journal of Instrumentation*, t. 15, n° 03, P03030, 2020 (cité aux pages 105, 107).

[278] « N1470 », CAEN - Tools for Discovery. (), adresse : https://www.caen.it/products/n1470/ (cité à la page 108).

[279] « DT5743 », CAEN - Tools for Discovery. (), adresse : https://www.caen.it/products/dt5743/ (cité aux pages 108, 109, 179).

[280] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand et al., « Geant4—a Simulation Toolkit », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 506, n° 3, p. 250-303, 1er juill. 2003. doi : 10.1016/S0168-9002(03)01368-8 (cité à la page 116).

[281] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracek et al., « Geant4 Developments and Applications », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 53, n° 1, p. 270-278, fév. 2006. doi : 10.1109/TNS.2006.869826 (cité à la page 116).

[282] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand et al., « Recent Developments in Geant4 », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 835, p. 186-225, 1er nov. 2016. doi : 10.1016/j.nima.2016.06.125 (cité à la page 116).

[283] E. Dietz-Laursonn, T. Hebbeker, A. Künsken, M. Merschmeyer, S. Nieswand et T. Niggemann, « GODDeSS : A Geant4 Extension for Easy Modelling of Optical Detector Components », *Journal of Instrumentation*, t. 12, n° 04, P04026, avr. 2017. doi : 10.1088/1748-0221/12/04/P04026 (cité à la page 116).

[284] M. Kandemir, *Mkandemirr/SSLG4*, 28 juin 2025 (cité à la page 116).

[285] « Technical Documentation », onsemi. (), adresse : https://www.onsemi.com/design/technical-documentation (cité aux pages 118, 157).

[286] M. Wang, Y. Wang, Q. Cao, L. Wang, J. Kuang et Y. Xiao, « Comparison of Three Pre-Amplifier Circuits for Time Readout of SiPM in TOF-PET Detectors », in

2019 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS), 2019, p. 1-5 (cité à la page 126).

[287] « ADA4899-1 | Datasheet and Product Info | Analog Devices ». (), adresse : https://www.analog.com/en/products/ada4899-1.html (cité à la page 126).

[288] « AD8065 | Datasheet and Product Info | Analog Devices ». (), adresse : https://www.analog.com/en/products/ad8065.html (cité à la page 126).

[289] T. Masuda, A. Hiramoto, D. G. Ang, C. Meisenhelder, C. D. Panda, N. Sasao, S. Uetake, X. Wu, D. P. DeMille, J. M. Doyle et al., « High-Sensitivity Low-Noise Photodetector Using a Large-Area Silicon Photomultiplier », *Optics Express*, t. 31, n° 2, p. 1943-1957, 2023 (cité à la page 126).

[290] A. N. Otte, J. Biteau, H. Dickinson, S. Funk, T. Jogler, C. A. Johnson, P. Karn, K. Meagher, H. Naoya, T. Nguyen et al., « Development of a SiPM Camera for a Schwarzschild-Couder Cherenkov Telescope for the Cherenkov Telescope Array », 2015. arXiv : 1509.02345 (cité à la page 126).

[291] « AD8014 | Datasheet and Product Info | Analog Devices ». (), adresse : https://www.analog.com/en/products/ad8014.html (cité à la page 126).

[292] C. Mihai, G. Pascovici, G. Ciocan, C. Costache, V. Karayonchev, A. Lungu, N. Mărginean, R. E. Mihai, C. Neacşu, J.-M. Régis et al., « Development of Large Area Silicon Photomultipliers Arrays for Gamma-Ray Spectroscopy Applications », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 953, p. 163 263, 2020 (cité à la page 126).

[293] Z. Kuang, Z. Sang, X. Wang, X. Fu, N. Ren, X. Zhang, Y. Zheng, Q. Yang, Z. Hu, J. Du et al., « Development of Depth Encoding Small Animal PET Detectors Using Dual-Ended Readout of Pixelated Scintillator Arrays with Si PM s », *Medical physics*, t. 45, n° 2, p. 613-621, 2018 (cité à la page 126).

[294] « LMH6629 Data Sheet, Product Information and Support | TI.Com ». (), adresse : https://www.ti.com/product/LMH6629 (cité à la page 126).

[295] « AD8009 | Datasheet and Product Info | Analog Devices ». (), adresse : https://www.analog.com/en/products/ad8009.html (cité à la page 126).

[296] « Photodetectors (SiPM, SPAD) ». (), adresse : https://www.onsemi.com/products/sensors/photodetectors-sipm-spad/ (cité à la page 126).

[297] « MPPC (SiPMs) / MPPC Arrays | Hamamatsu Photonics ». (), adresse : https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array.html (cité à la page 126).

[298] « KiCad ». (), adresse : https://www.kicad.org/ (cité aux pages 134-136).

[299] « DT5485P », CAEN - Tools for Discovery. (), adresse : https://www.caen.it/products/dt5485p/ (cité aux pages 135, 142, 159).

[300] Keysight. « E5061B ENA Vector Network Analyzer », Keysight. (), adresse : https://www.keysight.com/fr/en/product/E5061B/e5061b-ena-vector-network-analyzer.html (cité à la page 137).

[301] a. GmbH. « LMR-195 UF - LMR-195 UF Câble coaxial - 050148 », Koax24. (), adresse : https://www.koax24.de/fr/shop/article/lmr-195-uf-cable-coaxial-050148.html (cité à la page 137).

[302] C. Frangville, M. Hamel, G. H. V. Bertrand, E. Montbarbon, A. Grabowski et C. Lynde, « Large Solubility of Lithium Carboxylates Reaching High Rates of 6 Li Incorporation in Polystyrene-Based Plastic Scintillators for Fast/Thermal Neutron and Gamma Ray Detection », *Materials Chemistry Frontiers*, t. 3, n° 8, p. 1626-1631, 2019. doi : 10.1039/C9QM00153K (cité à la page 140).

[303] « DT5730 / DT5730S », CAEN - Tools for Discovery. (), adresse : https://www.caen.it/products/dt5730/ (cité aux pages 142, 179).

[304] F. Soriano, L. Finazzi, G. A. Sanca et F. Golmar, « Design and Characterization of a Fast Output Amplifier for Silicon Photomultipliers », in *2025 Argentine Conference on Electronics (CAE)*, mars 2025, p. 1-6. doi : 10.1109/CAE64243.2025.10962085 (cité aux pages 155, 156, 175).

[305] C. Zepeda-Fernández, L. Rebolledo-Herrera, M. Rodríguez-Cahuantzi et E. Moreno-Barbosa, « Electric Charge Estimation Using a SensL SiPM », *Journal of Instrumentation*, t. 15, n° 09, P09008, sept. 2020. doi : 10.1088/1748-0221/15/09/P09008 (cité aux pages 155, 156, 160).

[306] J. Yu, Z. Wei, M. Fang, Z. Zhang, C. Cheng, Y. Wang, H. Su, Y. Ran, Q. Zhu, H. Zhang et al., « Pulse Shape Discrimination Based on Fast Signals from Silicon Photomultipliers », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 894, p. 129-137, 21 juin 2018. doi : 10.1016/j.nima.2018.03.010 (cité à la page 156).

[307] Y. Guo, Y. Zhang, Y. Guo, M. Fang, Z. Wei, C. Cheng, W. Jia, M. Wang, J. Li, M. Zhang et al., « Optimization of Fast Output from SiPM Array for Pulse Shape Discrimination Techniques at High Counting Rates », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1066, p. 169 611, 1er sept. 2024. doi : 10.1016/j.nima.2024.169611 (cité à la page 156).

[308] Y. Guo, Z. Wei, M. Fang, Y. Zhang, X. Cai, M. Wang, Y. Guo, C. Fu, P. Li, M. Zhang et al., « Enhanced Neutron-Gamma Discrimination with Fast Signal Output from SiPM Arrays via Deep Neural Network Optimization », *Radiation Measurements*, t. 182, p. 107 400, 1er mars 2025. DOI : 10.1016/j.radmeas.2025.107400 (cité aux pages 156, 157).

[309] « BC400, BC404, BC408, BC412, BC416 | Luxium Solutions ». (), adresse : https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/bc400-bc404-bc408-bc412-bc416 (cité à la page 156).

[310] « Fast Timing BC-418, BC-420, BC-422, BC-422Q | Luxium Solutions ». (), adresse : https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/fast-timing-bc-418-bc-420-bc-422-bc-422q (cité à la page 156).

[311] « BFU550XR Product Information | NXP Semiconductors ». (), adresse : https://www.nxp.com/part/BFU550XR (cité à la page 156).

[312] A. Hocker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss, M. Backes, T. Carli, O. Cohen, A. Christov et al. « TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT ». (2007), adresse : https://cds.cern.ch/record/1019880, prépubl. (cité à la page 157).

[313] J. Raimbourg et D. C. e. R. d. E. CEA Bruyeres-le-Chatel, « Electromagnetic compatibility design and cabling system rules », CEA Bruyeres-le-Chatel, Dir. Conception et Realisation des Experimentations, Service Equipement Instrumentation Metrologie, 91 (France), CEA-R–6230, 2009 (cité à la page 157).

[314] « Saturn PCB Toolkit », Saturn PCB. (), adresse : https://saturnpcb.com/saturn-pcb-toolkit/ (cité à la page 158).

[315] « Impedance Calculator », Sierra Circuits. (), adresse : https://www.protoexpress.com/tools/pcb-impedance-calculator/ (cité à la page 158).

[316] « Fabricant Circuits Imprimes Multicouches Fichier Gerber PCB ». (), adresse : https://www.safe-pcb.com/safe_pcb/ (cité à la page 158).

[317] « Teledyne LeCroy - Bibliothèque Technique ». (), adresse : https://fr.teledynelecroy.com/support/techlib/ (cité à la page 159).

[318] M. A. K. Raiaan, S. Sakib, N. M. Fahad, A. A. Mamun, M. A. Rahman, S. Shatabda et M. S. H. Mukta, « A Systematic Review of Hyperparameter Optimization Techniques in Convolutional Neural Networks », *Decision Analytics Journal*, t. 11, p. 100 470, 1er juin 2024. DOI : 10.1016/j.dajour.2024.100470 (cité à la page 171).

[319] J. Wu, X.-Y. Chen, H. Zhang, L.-D. Xiong, H. Lei et S.-H. Deng, « Hyperparameter Optimization for Machine Learning Models Based on Bayesian Optimization », *Journal*

of Electronic Science and Technology, t. 17, n° 1, p. 26-40, 1er mars 2019. DOI : 10.11989/JEST.1674-862X.80904120 (cité à la page 171).

[320] E. Hazan, A. Klivans et Y. Yuan. « Hyperparameter Optimization : A Spectral Approach ». arXiv : 1706.00764 [cs]. (20 jan. 2018), prépubl. (cité à la page 171).

[321] « TensorFlow », TensorFlow. (), adresse : https://www.tensorflow.org/?hl=fr (cité aux pages 172, 202).

[322] C. Shorten et T. M. Khoshgoftaar, « A Survey on Image Data Augmentation for Deep Learning », *Journal of Big Data*, t. 6, n° 1, p. 60, 6 juill. 2019. DOI : 10.1186/s40537-019-0197-0 (cité à la page 175).

[323] R. R. Selvaraju, M. Cogswell, A. Das, R. Vedantam, D. Parikh et D. Batra, « Grad-CAM : Visual Explanations from Deep Networks via Gradient-Based Localization », in *2017 IEEE International Conference on Computer Vision (ICCV)*, oct. 2017, p. 618-626. DOI : 10.1109/ICCV.2017.74 (cité à la page 175).

[324] « Systèmes Embedded de NVIDIA pour les machines autonomes de nouvelle génération », NVIDIA. (), adresse : https://www.nvidia.com/fr-fr/autonomous-machines/embedded-systems/ (cité à la page 176).

[325] « TLV3801 Data Sheet, Product Information and Support | TI.Com ». (), adresse : https://www.ti.com/product/TLV3801#tech-docs (cité à la page 177).

[326] « Libero® IDE ». (), adresse : https://www.microchip.com/en-us/products/fpgas-and-plds/fpga-and-soc-design-tools/fpga/libero-ide (cité à la page 177).

[327] « M2GL025 ». (), adresse : https://www.microchip.com/en-us/product/m2gl025#Documentation (cité à la page 178).

[328] B. Wang, X. Sun, Y. Li, C. Li, Y. Du et K. Hu, « A Compact and Highly Integrated 128-Channel FPGA-based Readout Electronics for Nuclear Imaging Application », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1064, p. 169 452, 1er juill. 2024. DOI : 10.1016/j.nima.2024.169452 (cité à la page 187).

[329] J.-F. Pratte, F. Nolet, S. Parent, F. Vachon, N. Roy, T. Rossignol, K. Deslandes, H. Dautet, R. Fontaine et S. A. Charlebois, « 3D Photon-to-Digital Converter for Radiation Instrumentation : Motivation and Future Works », *Sensors*, t. 21, n° 2, p. 598, 2021 (cité à la page 187).

[330] I. Diehl, K. Hansen, T. Vanat, G. Vignola, F. Feindt, D. Rastorguev et S. Spannagel, « Monolithic MHz-frame Rate Digital SiPM-IC with Sub-100 Ps Precision and 70 μm Pixel Pitch », *Journal of Instrumentation*, t. 19, n° 01, P01020, jan. 2024. DOI : 10.1088/1748-0221/19/01/P01020 (cité à la page 187).

[331] I. Diehl, F. Feindt, K. Hansen, S. Lachnit, F. Poblotzki, D. Rastorguev, S. Spannagel, T. Vanat et G. Vignola, « The DESY Digital Silicon Photomultiplier : Device Characteristics and First Test-Beam Results », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1064, p. 169 321, 1er juill. 2024. doi : 10.1016/j.nima.2024.169321 (cité à la page 187).

[332] « CR-11X Charge Sensitive Preamplifier Modules – Cremat Inc ». (), adresse : https://www.cremat.com/home/charge-sensitive-preamplifiers/ (cité à la page 188).

[333] F. Gu, Y. Liu, X. Sun, Y. Xu, D. Zhang, Z. An, K. Gong, X. Li, X. Wen, S. Xiong et al., « Achieving Significant Performance Recovery of SiPMs' Irradiation Damage with in-Situ Current Annealing », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 1053, p. 168 381, 1er août 2023. doi : 10.1016/j.nima.2023.168381 (cité à la page 190).

Bibliographie personnelle

— Julien Portanguen, Gwenolé Corre, Clément Lynde, Yoann Moline, et Vincent Métivier. *Acquisition electronics for ionizing radiation discrimination and localization based on silicon photomultipliers*. Doctoral School Day, May 2023, Nantes, France. Poster.

— Julien Portanguen, Gwenolé Corre, Yoann Moline, Guillaume H.V. Bertrand, Victor Buridon, et Vincent Métivier. *An experimental validation of a SiPM SPICE model for neutron-gamma discrimination*. 2024 IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and Room Temperature Semiconductor Detector Conference (2024 IEEE NSS MIC RTSD), Oct 2024, Tampa, United States. IEEE, pp.10658384, 2024. Poster.

— Julien Portanguen, Gwenolé Corre, Yoann Moline, Guillaume H.V. Bertrand, Victor Buridon, Aly Elayeb, Camille Queruel et Vincent Métivier. *SiPM and PMT models : challenges for a particle discrimination study*. Assemblée Générale GDR DI2I, Jun 2025, Lyon, France. Oral.

— Julien Portanguen, Gwenolé Corre, Yoann Moline, Jean-Michel Bourbotte, Victor Buridon, Wilfrid Husson, Martial Owczaruk et Vincent Métivier. *Vers une électronique embarquée pour l'instrumentation nucléaire et l'identification de particules*. 19ème colloque du GDR SoC^2, Jun 2025, Lorient, France. 2025. Poster.

Articles soumis et en attente de publication

— Julien Portanguen, Gwenolé Corre, Yoann Moline, Jean-Michel Bourbotte, Victor Buridon et Vincent Métivier. *SiPM fast output for spectrometry and neutron-gamma discrimination with plastic scintillators using convolutionnal neural networks*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A.

— Julien Portanguen, Gwenolé Corre, Yoann Moline, Jean-Michel Bourbotte, Victor Buridon, WIlfrid Husson, Martial Owczaruk et Vincent Métivier. *Front-end electronics for SiPM applied to particle discrimination using plastic scintillators*. IEEE Transactions on Nuclear Science.

COLLEGE DOCTORAL PAYS DE LA LOIRE
ED MATIERE,MOLECULES MATERIAUX ET GEOSCIENCES

IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

Titre : Vers une électronique embarquée pour la localisation et l'identification des particules à partir d'une surface pixellisée de scintillateurs par des photomultiplicateurs de silicium

Mots clés : instrumentation nucléaire, électronique front-end, scintillateurs plastiques, photomultiplicateurs silicium, discrimination neutron-gamma, modèles de simulation.

Résumé : La scintillation plastique permet diverses mesures pour l'instrumentation nucléaire : comptage, spectrométrie, imagerie et discrimination de particules. Les systèmes portables utilisent des SiPM (Silicon PhotoMultiplier) pour leur compacité, mais leurs performances sont inférieures à celles des PMT (PhotoMultiplier Tube). Aucun système ne combine toutes ces applications en un dispositif généraliste. Cette thèse vise à développer une architecture électronique pour des mesures de scintillation avec SiPM, permettant de dénombrer, localiser, mesurer l'énergie et discriminer les rayonnements ionisants avec des performances proches de celles des PMT. Trois axes ont été explorés. Premièrement, les capacités propres des PMT et des SiPM pour la discrimination de particules ont été étudiées via des modèles de simulation, indépendamment de l'électronique de traitement. Des modèles ont été développés pour simuler les signaux temporels. La contribution lumineuse du scintillateur plastique a été mesurée pour alimenter ces simulations. Deuxièmement, l'impact de l'amplification sur les capacités de discrimination des SiPM a été étudié par diverses simulations et expériences. Des cartes électroniques pour différentes architectures et un banc d'essais ont été conçus à cet effet. Troisièmement, la sortie découplée des SiPM a été exploitée pour améliorer le taux de comptage en réduisant la probabilité d'empilement. Des mesures de spectrométrie et de discrimination ont été réalisées. Les travaux ont démontré qu'il est possible de modifier plusieurs paramètres de l'acquisition pour améliorer les mesures de discrimination des SiPM ou leur capacité à réaliser des mesures à haut taux de comptage.

Title: Towards distributed electronics for particle localization and identification from a pixelated scintillator surface by silicon photomultipliers

Keywords: nuclear instrumentation, front-end electronics, plastic scintillators, silicon photomultipliers, gamma-neutron discrimination, simulation models.

Abstract: Plastic scintillation enables various measurements for nuclear instrumentation: counting, spectrometry, imaging, and particle discrimination. Portable systems use SiPMs (Silicon Photomultipliers) for their compactness, but their performance is poorer than that of PMTs (Photomultiplier Tubes). No system combines all these applications in a general-purpose device. This thesis aims to develop an electronic architecture for scintillation measurements with SiPMs, enabling the counting, localization, energy measurement, and discrimination of ionizing radiation with performance close to that of PMTs. Three areas were explored. First, the inherent capabilities of PMTs and SiPMs for particle discrimination were studied using simulation models, independently of the processing electronics. Models were developed to simulate temporal signals. The light contribution of the plastic scintillator was measured to feed these simulations. Second, the impact of amplification on the discrimination capabilities of SiPMs was studied through various simulations and experiments. Electronic cards for different architectures and a test bench were designed for this purpose. Thirdly, the decoupled output of the SiPMs was exploited to improve the counting rate by reducing the probability of pile-up. Spectrometry and discrimination measurements were performed. The work demonstrated that it is possible to modify several acquisition parameters to improve the discrimination measurements of SiPMs or their ability to perform high counting rate measurements.