

NNT : 2018SACLS190

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

CEA-Saclay, Irfu/DPhP

ÉCOLE DOCTORALE N°576 : PHENIICS

Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et
Simulation

Spécialité de doctorat : Physique des Particules

par

CLOTILDE CANOT

**Détecteur optique Cherenkov de photons 511 keV, rapide
et efficace, pour l'imagerie TEP**

Thèse présentée et soutenue au CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, le 3 juillet 2018.

Composition du jury :

M. Fabian Zomer,	Professeur,	Université Paris-Sud,	Président du Jury
M. Giovanni Calderini,	Directeur de Recherche,	LPNHE,	Rapporteur
M. Stéphane Monteil,	Professeur,	Université Clermont-Auvergne,	Rapporteur
M. Dominique Thers,	Maître-Assistant	Ecole des Mines de Nantes	Examinateur
M. Viatcheslav Sharyy,	Ingénieur de recherche,	CEA-Saclay,	Directeur de thèse

À ma filleule chérie, à qui je tâcherai de transmettre cette passion...

Remerciements

A l'issue de ces 3 années de thèse, je souhaite remercier tous ceux qui ont participé avec moi à cette aventure scientifique et humaine.

En premier lieu, je tiens bien évidemment à remercier mon directeur de thèse Viatcheslav Sharyy qui m'a accompagnée et guidée pendant ces 3 ans, à travers sa grande disponibilité et ses nombreux conseils.

Je tiens également à remercier Anne-Isabelle Etievre, chef de l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers, ainsi que Gautier Hamel de Monchenault, chef du Département de Physique des Particules pour leur accueil et les conditions de travail privilégiées qui m'ont été offertes.

Pour avoir accepté d'examiner ce travail et pour leurs commentaires constructifs, mes remerciements vont à Giovanni Calderini et Stéphane Monteil, mes rapporteurs de thèse. Merci également à Fabian Zomer et Dominique Thers, membres de mon jury.

Ce travail n'aurait pas été possible sans le soutien financier du programme "Investissement d'Avenir" de l'ANR, à travers le projet "IDI 2015" financé par l'IDEX de Paris-Saclay.

Je remercie toute l'équipe de CaLIPSO du CEA-Saclay pour le travail effectué ensemble : Gérard Tauzin, Jean-Pierre Bard, Philippe Abbon, Jean-Philippe Mols, avec une mention particulière pour Dominique Yvon pour son encadrement et le recul qu'il m'a fait prendre sur mes résultats. Merci également à Xavier Mancardi et Olga Kochebina avec qui j'ai eu le plaisir de travailler ma première année. Merci également à Jihane Maalmi, Dominique Breton, Eric Delagnes pour leurs compétences très appréciées.

Je remercie également les autres doctorants du DPhP pour l'agréable ambiance qui régnait et principalement pour le *Friday Lunch*, avec un *Friday Lunch Mail* illuminant nos vendredis matins et rédigé avec talent. Une pensée particulière à Pauline, Giulia, Clément, Mathieu qui ont commencé en même temps que moi. Une mention toute spéciale à Marine de l'Iramis pour le covoiturage quotidien matinal, qui m'a permis de dormir 30 minutes de plus chaque matin en troisième année ! Les mots me manquent pour t'exprimer, Héliou, ma gratitude quant aux 2 ans passés ensemble, dans le car ou à faire la course à vélo, pour tout le recul que tu m'as aidé à prendre et pour nos discussions souvent sans rapport avec tes codes et mes manip !

Cette thèse ne se serait pas aussi bien déroulée sans les deux autres doctorantes de CaLIPSO, Rita et Morgane, mes co-bureaux adorées. Merci tout particulièrement Morgane pour ton amitié,

pour tout ce que tu m'as apporté pendant 2 ans et demi, tant sur un point de vue scientifique en physique médicale que sur un point de vue humain.

Je conclurai en remerciant mes parents, mes frères et soeurs et mes amis, qui se sont intéressés (avec plus ou moins de détails) à ce projet jusqu'à m'offrir un poisson rouge nommé Cherenkov, qui m'ont accompagnée et qui m'ont supportée, principalement en cette dernière année, même si mes frères et soeurs sont (encore) persuadés que j'ai passé 3 ans de vacances ! Mais qui sont quand même venus en nombre à ma soutenance avec mes cousins, ce qui m'a beaucoup touchée !

Table des matières

Page de garde	1
Remerciements	3
Contents	2
Introduction	7
1 La Tomographie par émission de Positrons - Temps de Vol	11
1 L'imagerie TEP	11
1.1 Émission des photons γ de 511 keV	12
1.1.1 La désintégration β^+	12
1.1.2 Les radiotraceurs	12
1.1.3 L'annihilation du positron	13
1.2 Détection en coïncidence	14
1.2.1 Limites intrinsèques à l'imagerie TEP	15
1.2.2 Les différentes coïncidences	16
1.3 Interaction du photon γ de 511 keV dans la matière	17
1.3.1 Absorption par effet photoélectrique	18
1.3.2 Diffusion inélastique Compton	20
1.3.3 Diffusion élastique Rayleigh	20
2 Photodétecteurs	22
2.1 Tube photomultiplicateur	22
2.2 La photodiode à avalanche	23
2.3 Le photomultiplicateur au silicium	24
2.4 Le MCP-PMT	25
3 Le temps de vol	27
3.1 Principe du temps de vol	27
3.2 Importance du temps de vol	27
3.3 Historique de la TEP-Temps de Vol	30
3.4 L'imagerie multimodalité	32
3.5 Alternatives aux cristaux de scintillation pour la TEP-temps de vol	33

2 Projets PECHE et CaLIPSO	39
1 Les projets CaLIPSO et PECHE	39
1.1 L'effet Cherenkov	39
1.2 Le projet CaLIPSO	41
1.2.1 Le démonstrateur optique n°2	44
1.2.2 Le démonstrateur optique n°3	46
1.3 Le projet PECHE	48
2 Couplage optique	50
3 MCP-PMT	53
3.1 Présentation des MCP-PMT utilisés	53
3.2 Efficacité de détection du MCP-PMT	54
3.3 Mise sous tension du MCP-PMT	55
3.4 Mesures effectuées sur les MCP-PMT	59
3.4.1 Mesures du gain	59
3.4.2 Dark Count Rate	62
3.4.3 Mesure du TTS au centre du MCP-PMT	63
4 Sampic	65
4.1 La puce SAMPIC	65
4.2 Intégration et pilotage	66
4.3 Le traitement des données	68
3 Efficacité de détection	69
1 Contributions principales dans la mesure de l'efficacité de PECHE et DO3	69
1.1 Efficacité de conversion du γ dans le détecteur	69
1.2 Emission des photons Cherenkov	70
1.3 Pertes lumineuses	71
1.3.1 Réflexion à l'interface optique	72
1.3.2 Transparence des milieux	74
1.4 Efficacité de détection du MCP-PMT	75
1.5 Simulations Geant4	76
2 Mesure de l'efficacité	77
3 Corrections de l'efficacité	81
3.1 Les événements de bruit dans la mesure	81
3.2 Estimation de N_{YAP}^B	81
3.3 Spectre en énergie du YAP et simulation Geant4	82
3.4 Détection du γ de 1.27 MeV par le détecteur YAP	83
3.5 Détection du γ de 1.27 MeV dans les détecteurs DO3 et PECHE	86
3.6 Erreurs statistiques et systématiques	87
4 Variation de l'efficacité en fonction de la largeur de coupure sur le pic photoélectrique de 511 keV	89
5 Comparaison avec les résultats de la simulation	91
6 Variation de l'efficacité en fonction de la tension appliquée sur le MCP-PMT	92
4 Résolution temporelle	93

1	Algorithmes de définition du temps d'arrivée du signal	93
1.1	Lead Edge Discriminator (LED)	94
1.2	Initial Slope Approximation (ISA)	95
1.3	Constant Fraction Discriminator (CFD)	96
1.4	Précision de l'algorithme CFD	97
2	Contributions à la résolution temporelle de la chaîne de détection	99
2.1	Dispersion des trajectoires des photons Cherenkov	99
2.2	Mesure du TTS du MCP-PMT sur toute la surface	100
2.3	Composantes dues à l'électronique	104
2.4	Résolutions attendues pour PECHE et DO3	106
3	Premières mesures de la résolution temporelle de PECHE	109
4	Mesures effectuées avec une carte de lecture améliorée	114
5	Mesure de la résolution temporelle de DO3	121
5.1	Expérience	121
5.2	Mesure	122
5.3	Discussion	124
5	Perspectives	127
1	Simulation du scanner TEP-TOF corps entier dans des conditions optimi- sées et calcul du NECR	127
2	Résolution temporelle des photodétecteurs	129
3	Le projet ClearMind : optimisation de la collection des photons optiques .	130
4	Perspectives de CaLIPSO	132
	Bibliographie	135

Introduction

La Tomographie par Emission de Positrons (TEP) est née dans les années 70. C'est une technique d'imagerie tri-dimensionnelle utilisée en médecine nucléaire pour quantifier l'activité biologique des cellules. Il existe trois types de scanners TEP :

- les scanners TEP corps entier, dédiés à l'oncologie et à la cardiologie. Ils obtiennent actuellement une résolution spatiale de $(5 \text{ mm})^3$.
- les scanners TEP pour le cerveau, utilisés en neurologie. Ils atteignent aujourd'hui une résolution de $(2.5 \text{ mm})^3$.
- les scanners TEP pré-cliniques pour les études médicamenteuses sur les petits animaux, dont la résolution spatiale atteint 1 mm^3 .

Le principe de la TEP est basé sur la détection de 2 photons γ de 511 keV en coïncidence. Un traceur radiopharmaceutique, selon la nature de la cible d'intérêt, est injecté dans le corps du patient et est fixé par les tissus. Il se compose d'un vecteur biochimique et d'un marqueur radioactif, émetteur β^+ . Un des radiotraceurs les plus utilisés en TEP est le ^{18}F -FDG. Le positron émis dans la désintégration du marqueur radioactif va s'annihiler avec un électron des tissus et émettre deux photons γ de 511 keV dos-à-dos. La détection des γ en coïncidence permet ensuite d'estimer la localisation du lieu d'annihilation sur des images 3D.

Le défi pour les détecteurs TEP est d'être le plus sensible possible pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit. Afin d'améliorer la qualité d'image, Anger proposa, en 1963, de mesurer le temps de vol des photons γ de 511 keV [1]. Mais il faudra attendre les années 80 pour commencer à utiliser cette technique en imagerie TEP et que les premiers prototypes soient construits. Initialement, les scintillateurs sont les premiers détecteurs à avoir été utilisés en TEP, et ils sont aujourd'hui de très loin les plus répandus sur les imageurs cliniques. Le phénomène de scintillation limitant la résolution temporelle, des alternatives aux cristaux scintillateurs ont dû être mises en place.

Le gain obtenu grâce au temps de vol est de trois natures. Il permet de :

- réduire la dose radioactive injectée au patient tout en gardant la même qualité d'image afin de pouvoir faire des suivis plus réguliers ;
- ou réduire le temps de l'examen TEP ;

— ou réduire la taille du voxel de détection dans le but d’obtenir de très hautes résolutions spatiales.

Basés sur les travaux menés par S. Korpar et al. [2, 3], nous étudions dans cette thèse la possibilité de détecter les photons de 511 keV en utilisant l’effet Cherenkov, dans le but d’obtenir une excellente résolution temporelle, en développant deux prototypes innovants, CaLIPSO et PECHE.

Le détecteur CaLIPSO est un projet pour développer un nouveau type de détecteur pour un scanner TEP-temps de vol clinique (cerveau) et pré-clinique à haute précision spatiale. C’est une chambre à projection temporelle, utilisant comme milieu de détection du TriMéthylBismuth (TMBi). Le signal est détecté sous deux formes : signal lumineux provenant de l’effet Cherenkov et signal d’ionisation, ce qui permet d’atteindre une précision de 1 mm^3 pour la position du point de conversion du photon dans le TMBi, une résolution en énergie de 10 % et une résolution temporelle meilleure que 150 ps (FWHM).

Le détecteur PECHE est un projet pour développer un nouveau type de détecteur pour un scanner corps entier. En comparaison avec CaLIPSO, il ne détecte que le signal lumineux : il étudie la possibilité d’utiliser le rayonnement Cherenkov dans un cristal de PbF_2 pour améliorer les performances temps de vol de la TEP corps entier avec une résolution temporelle de 100 ps (FWHM). En plus de la résolution temporelle attendue pour ces 2 détecteurs, nous attendons une très bonne efficacité de détection.

Le travail décrit dans ce manuscrit présente les développements du détecteur optique de CaLIPSO et du détecteur PECHE et les mesures d’efficacité et de résolution temporelle effectuées. Ce manuscrit est constitué de 5 chapitres. Le chapitre 1 introduira la TEP, le principe du temps de vol et son intérêt en imagerie TEP. Il présentera également les détecteurs actuels et en développement répondant aux contraintes technologiques imposées par les conditions physiques de la TEP-temps de vol.

Ensuite, le chapitre 2 sera consacré à la description des projets CaLIPSO et PECHE en cours de développement, utilisant la lumière Cherenkov pour améliorer les performances de la TEP grâce à la technique du temps de vol, leur assemblage et leur montage sur le banc de test. Chaque composante de la chaîne de détection sera étudiée, afin d’obtenir des détecteurs rapides et efficaces.

Le chapitre 3 décrira la mesure en efficacité effectuée sur les deux détecteurs. Nous détaillerons tout d’abord les contributions principales dans la chaîne de détection limitant l’efficacité globale de détection. Ensuite, nous présenterons la mesure et les résultats obtenus. Enfin, ces résultats seront discutés en les comparant à la valeur attendue donnée par la simulation Geant4.

Dans le chapitre 4 nous nous consacrerons à l’étude la résolution temporelle de chacun de nos détecteurs assemblés. Après avoir étudié les facteurs pouvant dégrader cette résolution et en s’appuyant sur la simulation Geant4 développée, nous mesurerons la résolution

temporelle de nos détecteurs. Les résultats déjà prometteurs obtenus seront discutés dans l'objectif de l'amélioration du détecteur.

Enfin le chapitre 5 commencera par présenter les simulations du scanner TEP-temps de vol corps entier PECHE et les comparaisons avec un scanner commercialisé. Nous discuterons des possibilités pour améliorer significativement l'efficacité de collection de lumière Cherenkov dans le projet PECHE et ainsi augmenter l'efficacité de détection et la résolution temporelle.

Chapitre 1

La Tomographie par émission de Positrons - Temps de Vol

1 L'imagerie TEP

La Tomographie par Émission de Positrons (TEP) [4–7] est une modalité d'imagerie médicale fonctionnelle quantitative, née dans les années 70. Elle consiste à imager la biodistribution tridimensionnelle d'un radiopharmaceutique émetteur de positrons préalablement injecté dans un organisme. Cette modalité, qui diffère de celles plus conventionnelles dites anatomiques (tomodensitométrie, imagerie par résonance magnétique), permet de réaliser une image tridimensionnelle de la fonction examinée avec une spécificité plus ou moins importante, qui dépend du choix du produit radiopharmaceutique.

Les principaux champs d'applications en clinique sont l'oncologie (diagnostic, caractérisation tumorale, suivi thérapeutique), la neurologie (Alzheimer et autres démences, Parkinson, pathologies vasculaires cérébrales) ou encore la cardiologie (viabilité myocardique). Côté pré-clinique, l'étude de nouvelles stratégies thérapeutiques, le développement et l'évaluation de nouveaux traitements sur des modèles animaux intéressent tout particulièrement les industries pharmaceutiques et les instituts de recherche biomédicale.

Le principe de fonctionnement de la TEP est décrit en détail dans les paragraphes suivants. On injecte au patient un radio-traceur qui va se fixer sur les cellules d'intérêt biologique. Ce radio-traceur étant un émetteur β^+ , il émet un positron à chaque désintégration. Ce positron s'annihile avec un électron du milieu environnant. La réaction d'annihilation donne alors naissance à deux photons γ d'énergie 511 keV, émis simultanément et dans des directions opposées. En détectant en coïncidence ces deux photons γ , on acquiert la ligne de réponse, la ligne reliant les deux points de détection. L'ensemble des lignes de réponse parallèles à une direction donnée permet de construire une projection de la distribution d'activité dans le plan orthogonal à cette direction. L'enregistrement d'un grand nombre d'événements permet alors de reconstruire la distribution

tridimensionnelle du radio-traceur (image tomographique), par le biais d'algorithmes de reconstruction d'image, analytiques ou itératifs [8].

1.1 Émission des photons γ de 511 keV

1.1.1 La désintégration β^+

La radioactivité β^+ est un type de désintégration nucléaire qui affecte les noyaux instables présentant un excès de protons. Un proton du noyau père X est converti en neutron par l'intermédiaire de la force électrofaible et un positron et un neutrino sont émis. Le noyau fils Y se déduit du noyau père X par conservation du nombre de masse A et la diminution d'une unité du numéro atomique Z :



L'énergie libérée lors d'une désintégration bêta se partage entre le noyau, le positron et le neutrino. Le noyau, dont la masse est très lourde par rapport au positron et au neutrino, n'emporte pratiquement pas d'énergie. Le positron emporte en moyenne un peu moins de la moitié de l'énergie disponible. Typiquement, il possède une énergie de 0.5-1.5 MeV. Il perd son énergie cinétique lors de collisions multiples en parcourant entre 0.5 et 3 mm dans le corps du patient (cf. tableau 1.1).

1.1.2 Les radiotraceurs

Les principaux radionucléides émetteurs de positrons utilisés en TEP sont les isotopes 11, 13 et 15 respectivement du carbone, de l'azote et de l'oxygène (^{11}C , ^{13}N et ^{15}O) et certains halogènes comme le fluor 18 (^{18}F) qui peuvent également facilement marquer certains composés biologiques.

Isotope	E (MeV)	Parcours moyen dans l'eau (mm)	Période de demi-vie T (min)
Oxygène 15	1.7	2.7	2
Azote 13	1.2	1.5	10
Carbone 11	1	1.1	20
Fluor 18	0.6	0.6	110

TABLE 1.1 Caractéristiques des principaux traceurs β^+ utilisés en TEP : énergie, parcours moyen dans l'eau et période de demi-vie. [9]

Comme on peut le remarquer sur le tableau 1.1, l'énergie maximale des positrons émis par le ^{18}F est plus basse que celle de tous les autres isotopes. Il s'ensuit que le parcours de ces positrons est le plus petit également. La résolution spatiale des images étant limitée par ce parcours, le ^{18}F est l'isotope qui permet d'obtenir les images les plus résolues spatialement.

De plus, sa demie-vie de 110 min permet de faciliter les synthèses radiochimiques et le transport du produit pharmaceutique jusqu'au patient. Ce sont les raisons pour lesquelles il est l'isotope le plus utilisé en TEP.

Un des radiotraceurs le plus utilisé est le ^{18}F -FDG (fluoro-déoxyglucose). La radiosynthèse de cet élément vise à remplacer un groupement hydroxyle (OH) de la chaîne carbonée d'une molécule de D-Glucose par un atome radioactif de ^{18}F . Cette opération, parfaitement maîtrisée en chimie organique, permet l'élaboration d'un radiopharmaceutique analogue du glucose dont la structure tridimensionnelle est illustrée figure 1.1. L'atome de fluor 18 apparaît en vert sur cette figure. Ce radiotraceur permet de rendre compte de la consommation du glucose dans l'organisme. Il est particulièrement prisé en oncologie pour le diagnostic de tumeurs cancéreuses. En effet, l'hypermétabolisme glucidique des cellules malignes fait de lui un excellent candidat pour la recherche de telles tumeurs. On fait également appel à lui en neurologie pour le diagnostic précoce de maladies neuro-dégénératives (Alzheimer, Parkinson), ou encore en cardiologie pour évaluer la viabilité myocardique après un infarctus.

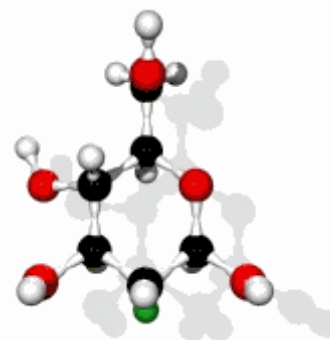


FIGURE 1.1 Molécule de 2- ^{18}F -Fluoro-2-Déoxy-D-Glucose (FDG). Les atomes noirs représentent les atomes de Carbone, les rouges d'Oxygène, les blancs d'Hydrogène et l'atome vert symbolise l'atome de Fluor 18.

1.1.3 L'annihilation du positron

Le positron émis par le radiotraceur va interagir à la fin de son parcours avec un électron atomique environnant suivant une réaction d'annihilation (figure 1.2), produisant une paire de photons de 511 keV chacun, colinéaires de sens opposés, en vertu de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement de la paire positron-électron.

En réalité, lors de l'annihilation du positron avec l'électron, le positron n'est pas tout à fait au repos. À cause de l'énergie cinétique résultante du positron les photons dits d'annihilation sont émis de manière isotrope avec une certaine acolinéarité dont la distribution gaussienne (centrée sur zéro) présente une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 0.5 degrés. Il arrive, mais rarement, que l'annihilation conduise à l'émission de plus de deux photons. En pratique, ce type de réaction marginale n'est pas pris en compte puisque la probabilité qu'une annihilation à trois photons ait lieu dans l'eau est estimée à 0.5 %.

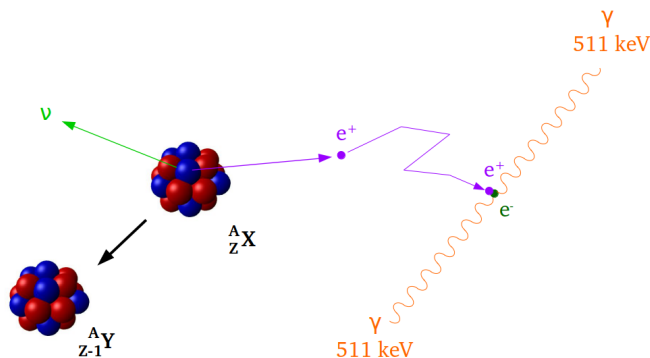


FIGURE 1.2 Émission du positron et annihilation avec la matière.

1.2 Détection en coïncidence

Le mécanisme de détection en TEP repose sur la détection en coïncidence des deux photons γ de 511 keV émis lors de l'annihilation du positron avec un électron. Tel qu'on le voit figure 1.3, des détecteurs forment un anneau autour du patient. Lorsque deux γ interagissent dans deux détecteurs, dans un intervalle de temps donné appelé fenêtre de coïncidence (de l'ordre de quelques nanosecondes en général), on considère que le lieu de l'annihilation du positron se situe quelque part le long de la ligne joignant les deux détecteurs. Cette ligne est appelée ligne de réponse (ou LOR pour *line of response*). La détection de nombreuses lignes de réponses permet de reconstruire la distribution spatiale du radiotracer dans le corps du patient.

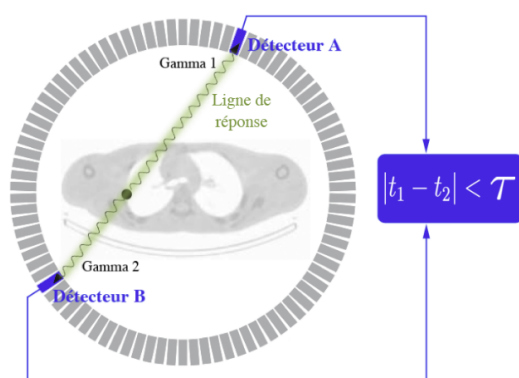


FIGURE 1.3 Principe de la détection en coïncidence.

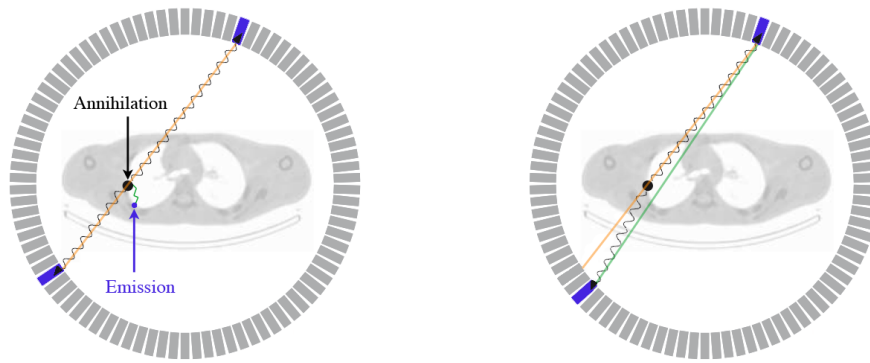


FIGURE 1.4 Les limites intrinsèques qualitatives de la TEP : le parcours du positron et la non-colinéarité des photons d'annihilation.

1.2.1 Limites intrinsèques à l'imagerie TEP

Un des critères essentiels de l'analyse qualitative en TEP est la résolution spatiale. Cependant, deux facteurs intrinsèques liés à l'émission du positron (parcours du positron) et à la détection des photons d'annihilation (non colinéarité) participent à la dégradation de la résolution spatiale et en constituent ses limites physiques fondamentales.

Le parcours du positron

L'objectif de la TEP est la localisation de lieu d'émission du positron, c'est-à-dire le lieu de décroissance du radio-traceur. Cependant, à cause de son énergie cinétique résultant de la décroissance β^+ , le positron va parcourir quelques millimètres dans le corps du patient. Le parcours du positron, distance séparant le point d'émission (en vert sur la figure 1.4 [7], à gauche) du point d'annihilation (en noir), est donc un paramètre qui contraint la résolution spatiale en TEP.

La non-colinéarité des photons d'émission

Comme il a été précédemment expliqué, les deux photons d'annihilation ne sont pas émis exactement à 180° mais avec une certaine acolinéarité dont la distribution gaussienne présente une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 0.5° . Ce phénomène engendre un biais dans la reconstruction de la ligne de réponse, directement proportionnel à la distance entre les deux détecteurs. Sur la figure 1.4 [7], à droite, la ligne de réponse sans acolinéarité apparaît en orange ; celle avec acolinéarité apparaît en vert. La non-colinéarité, au même titre que le parcours du positron, est un facteur intrinsèque limitant qui altère la résolution spatiale.

1.2.2 Les différentes coïncidences

Lors d'une acquisition en coïncidence pendant un examen TEP, le taux de comptage des détecteurs est supérieur au taux de coïncidences. Toutes ces coïncidences ne sont pas utiles à la reconstruction et peuvent même la desservir. Il existe 3 types de coïncidences, tel que nous le voyons figure 1.5 [7] : vraie, diffusée et fortuite.

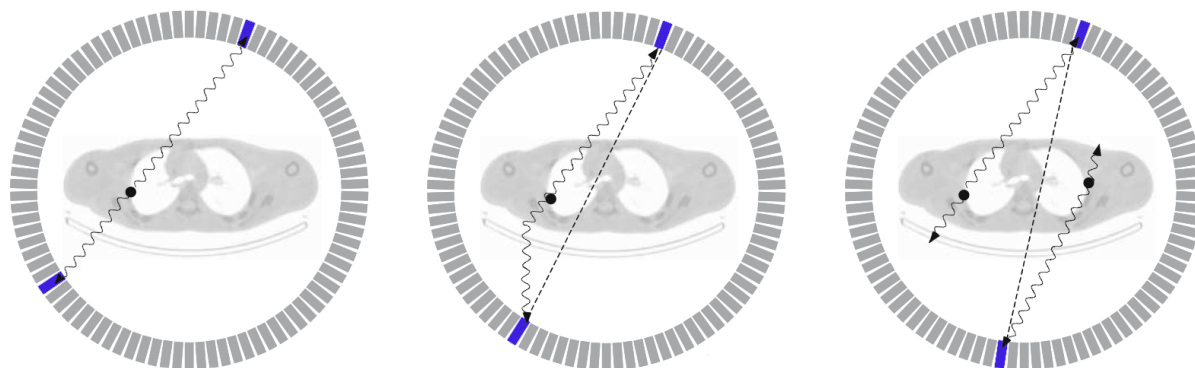


FIGURE 1.5 Les différents types de coïncidences en imagerie TEP : coïncidence vraie, coïncidence diffusée, coïncidence fortuite. La ligne pointillée représente la LOR reconstruite.

Les coïncidences vraies

Elles proviennent de la détection en coïncidence de deux photons γ émis d'une même annihilation et qui n'ont pas subi d'interactions avant leur détection. Ce sont elles qui constituent le signal utile pour la reconstruction de l'image. En raison du coefficient d'atténuation des tissus humains (de l'ordre de 0.1 cm^{-1} pour les photons γ de 511 keV), seulement environ 6 % des désintégrations produisent des coïncidences vraies pour une TEP corps entier. Il faut donc que le détecteur soit le plus efficace possible pour détecter ce faible pourcentage.

Les coïncidences diffusées

Elles proviennent de la détection en coïncidence de deux photons γ émis d'une même annihilation mais où l'un des deux photons γ (ou les deux) a subi une ou plusieurs diffusions Compton dans le corps du patient avant d'être détecté. La ligne de réponse reconstruite est donc erronée. Ce phénomène peut être réduit avec la mesure en énergie du γ détecté qui est alors inférieure à 511 keV, le front Compton ayant une valeur de 341 keV. Cette discrimination n'est pas toujours aisée en raison de la résolution en énergie des détecteurs actuels (environ 15 %).

Les coïncidences fortuites

Elles proviennent de la détection de deux photons γ dans la même fenêtre de coïncidence mais qui sont issus d'annihilations différentes. Le taux de coïncidences fortuites augmente linéairement avec la durée de la fenêtre de coïncidence et le carré de l'activité présente dans le champ de vue du détecteur. De plus, l'angle solide limité des détecteurs contribue au taux de coïncidences fortuites. Pour diminuer ce taux, il faut donc diminuer la longueur de la fenêtre de coïncidence. Pour cela, le détecteur doit être suffisamment rapide ($\lesssim 1$ ns) et précis en ce qui concerne la datation de la détection des photons γ .

Les coïncidences fortuites et diffusées ajoutent donc un bruit à la reconstruction. Pour caractériser ce rapport signal sur bruit, on utilise le Noise Equivalent Count Rate (NECR) qui se calcule par exemple comme ceci [10] :

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + 2R} \quad (1.2)$$

où :

- T est le nombre de coïncidences vraies par unité de temps,
- S est le nombre de coïncidences diffusées,
- R est le nombre de coïncidences fortuites.

Le NECR s'exprime en nombre de coups par seconde. Le but du détecteur TEP est d'avoir le NECR le plus élevé possible pour avoir un maximum de signal sur bruit. Nous verrons dans la partie 3.1 comment la valeur du NECR peut être améliorée.

1.3 Interaction du photon γ de 511 keV dans la matière

Le photon γ de 511 keV émis lors de l'annihilation positron-électron peut interagir de différentes manières, dans le corps du patient ou dans le détecteur. Les trois interactions principales sont :

- l'absorption par effet photoélectrique,
- la diffusion inélastique Compton,
- la diffusion élastique Rayleigh

Il existe une quatrième interaction possible pour un photon avec la matière, la création de paires e^+e^- : le photon incident peut s'annihiler dans la matière pour donner naissance à une paire électron-positron. Cette interaction ne se produit que si l'énergie du photon incident est supérieure à 1.024 MeV, ce qui n'est pas le cas en TEP.

L'atténuation globale d'un flux de photons γ dans la matière, comprenant tous les processus d'interaction possibles, est décrite par la loi exponentielle suivante :

$$I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(x) dx} \quad (1.3)$$

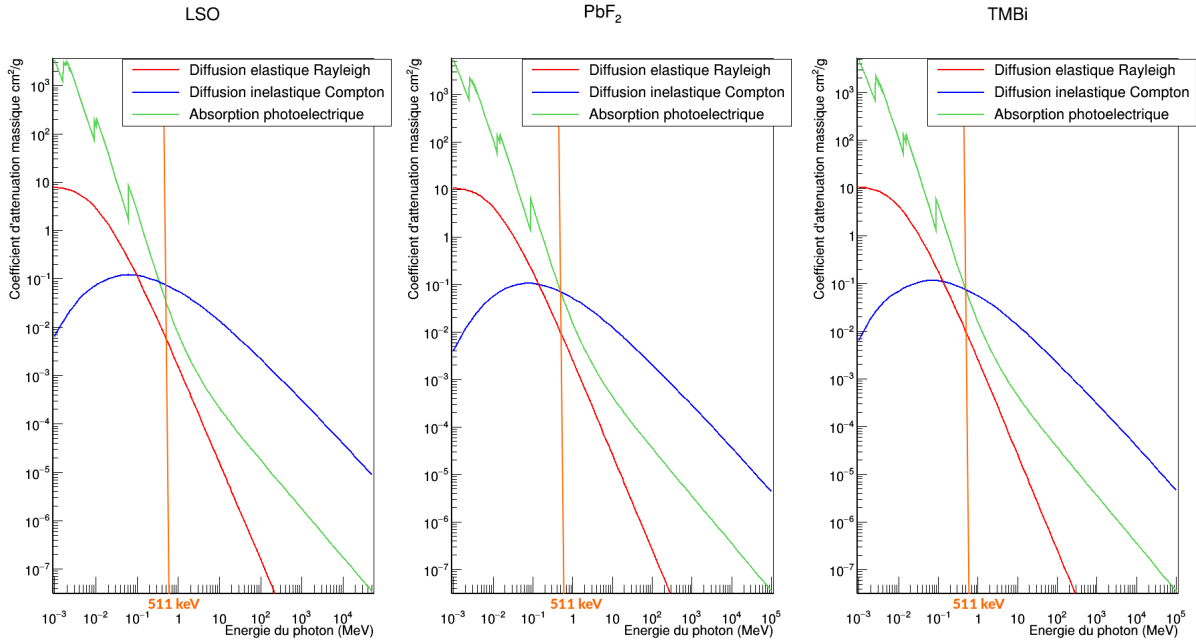


FIGURE 1.6 Sections efficaces d'interaction des photons dans le LSO, le PbF_2 et le TMBi en fonction de leur énergie. [11]

où :

- I et I_0 étant respectivement les flux de photons transmis et incidents (nombre de photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$),
- μ le coefficient d'atténuation linéique du milieu traversé (cm^{-1}),
- x l'épaisseur du milieu traversé (cm).

Le coefficient d'atténuation linéique μ correspond à la somme des coefficients dus aux différentes interactions dans la matière :

$$\mu = \mu_{\text{photoélectrique}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Rayleigh}} \quad (1.4)$$

Les figures 1.6 présentent les sections efficaces des différentes interactions pour des énergies du gamma incident de 10 keV à 100 MeV, dans 3 milieux différents afin de visualiser la prédominance des différentes interactions selon cette énergie. À gauche, pour le cristal LSO, un cristal très utilisé dans les détecteurs TEP, au milieu pour le PbF_2 et à droite pour le TMBi. Ces deux derniers milieux seront décrits plus précisément dans le chapitre 2.

1.3.1 Absorption par effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est une interaction d'un photon avec un électron lié de l'atome lors de laquelle le photon cède la totalité de son énergie à l'électron (figure 1.7). L'énergie E_γ du photon doit être supérieure à l'énergie de liaison E_L de l'électron. Ce dernier, éjecté

du cortège atomique, est appelé photoélectron et possède une énergie cinétique E_e :

$$E_e = E_\gamma - E_L \quad (1.5)$$

Le photoélectron dissipera ensuite son énergie cinétique par ionisation et excitation des atomes du milieu. L'origine la plus probable du photoélectron est la couche la plus fortement liée, c'est-à-dire la couche K de l'atome. L'électron expulsé laisse une lacune qui va être comblée par un électron des couches plus externes ou par un électron extérieur à l'atome. Ce remplacement s'accompagne :

- soit de l'émission d'un photon dit de fluorescence,
- soit de l'énergie E_R communiquée à un électron périphérique d'énergie de liaison $E_P < E_R$. Cet électron est appelé électron Auger et est expulsé avec une énergie cinétique $E_R - E_P$.

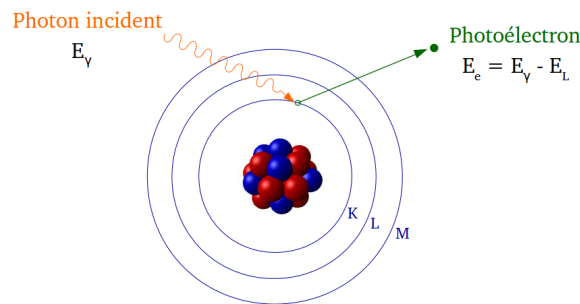


FIGURE 1.7 Effet photoélectrique.

La probabilité d'interaction par effet photoélectrique dans le milieu est donnée par :

$$\sigma_{PE} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}} \quad (1.6)$$

où :

- Z est le numéro atomique de l'atome,
- E_γ l'énergie du photon incident.

La probabilité d'effet photoélectrique est donc importante lorsque le numéro atomique du milieu est élevé et l'énergie du photon faible. Parmi les atomes stables, les atomes de plomb et bismuth ont la probabilité photoélectrique la plus élevée, respectivement de 46 % et 47.9 %.

1.3.2 Diffusion inélastique Compton

Lorsqu'un photon gamma interagit avec un atome par diffusion Compton, il transfère une partie de son énergie à un électron peu lié du cortège électronique de cet atome (figure 1.8). Pour cela, l'énergie de liaison doit être très faible et négligeable devant l'énergie du photon gamma. La trajectoire du photon gamma diffusé sera déviée d'un angle θ par rapport à la trajectoire initiale. La relation entre λ et λ_0 , les longueurs d'ondes respectives du photon incident, et du photon diffusé et la déviation du photon est donnée par l'équation :

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.7)$$

L'électron éjecté est appelé électron Compton.

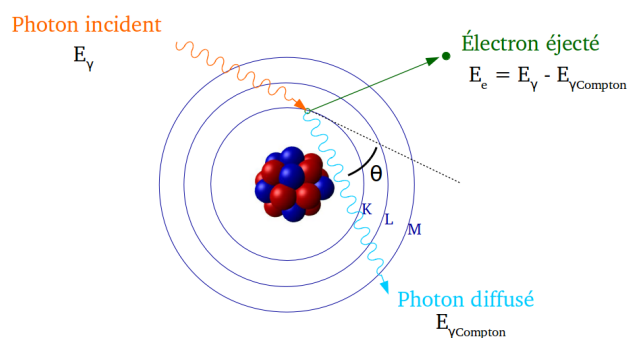


FIGURE 1.8 Diffusion Compton.

La valeur de son énergie cinétique correspond à la totalité du dépôt d'énergie du photon incident : $E_e = E_\gamma(\text{incident}) - E_\gamma(\text{diffusé})$, car l'énergie de liaison de l'électron est supposée négligeable.

La probabilité d'interaction par diffusion Compton dans le milieu est directement liée à la section efficace σ_C , proportionnelle à la densité électronique du milieu traversé. Pour des énergies supérieures à quelques centaines de keV, la diffusion Compton domine largement l'effet photoélectrique, sauf lorsque le numéro atomique du milieu traversé est très élevé.

1.3.3 Diffusion élastique Rayleigh

Le photon incident peut également transférer son énergie à un électron lié de l'atome, principalement si l'énergie du photon est basse. Dans ce cas-là, le transfert d'énergie du photon vers l'électron est négligeable. Le photon est alors dévié de sa trajectoire

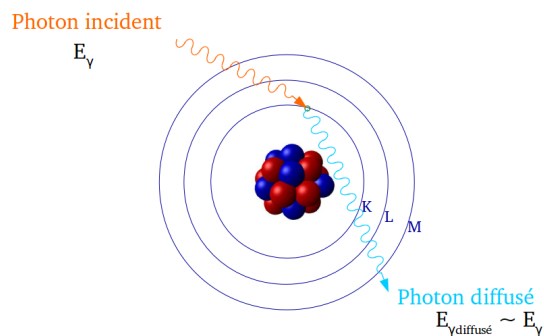


FIGURE 1.9 Diffusion Rayleigh.

sans perte d'énergie (figure 1.9). La section efficace de la diffusion Rayleigh augmente lorsque l'énergie du photon diminue et/ou que le numéro atomique Z du milieu augmente ($\sigma_{Rayleigh} \propto Z^2$). Dans le cas des photons γ de 511 keV en TEP, ce processus est très minoritaire par rapport à l'effet photoélectrique ou à la diffusion Compton, tel qu'on le voit figure 1.6.

2 Photodétecteurs

La mesure de la distribution d'un radiopharmaceutique émetteur de positrons est basée sur la détection en coïncidence de paires de photons d'annihilation. Pour cela, une caméra TEP est constituée d'un certain nombre de détecteurs individuels disposés en anneau autour de l'objet à imager. Il s'agit, en général de détecteurs à scintillation, composés d'un scintillateur inorganique couplé à un photodétecteur. Le rôle du premier est d'absorber le rayonnement γ et de le convertir en lumière visible. Le photodétecteur, quant à lui, permet la conversion de ce signal lumineux en une grandeur électrique mesurable, proportionnelle à l'énergie déposée par le rayon γ dans le scintillateur.

2.1 Tube photomultiplicateur

Un photomultiplicateur (PMT pour *photomultiplier tube*) est un photodétecteur qui permet la conversion d'un rayonnement lumineux dans le domaine de longueurs d'onde ultraviolet-infrarouge en un signal électrique. La figure 1.10 montre le mécanisme interne d'un PMT traditionnel. La fenêtre, généralement faite de verre ou de quartz, est couplée optiquement au scintillateur. Sa face interne, la photocathode, est une fine couche d'un alliage métallique bi-alcalin par exemple, capable de convertir les photons de scintillation en électrons par effet photoélectrique. On appelle efficacité quantique de la photocathode à une longueur d'onde donnée, le rapport du nombre de photoélectrons émis sur le nombre de photons lumineux incidents. C'est un paramètre important des PMT qui rentre en jeu dans l'efficacité de détection globale. L'électron émis par la photocathode par effet photoélectrique est ensuite accéléré et focalisé sur la première électrode du multiplicateur appelée dynode. Le multiplicateur est composé de 10 à 15 dynodes maintenues à des valeurs croissantes de potentiel. Le processus de multiplication tire parti de l'émission secondaire d'électrons : lorsqu'un électron incident frappe une dynode, il transfère son énergie cinétique à plusieurs électrons du milieu qui sont à leur tour accélérés vers la dynode suivante et de nouveau multipliés. La structure de la chaîne de dynodes est telle que le nombre d'électrons émis augmente à chaque étape de la cascade. Finalement, l'anode est atteinte, où l'accumulation de charges crée une brève impulsion de courant, associée à l'arrivée d'un photon sur la photocathode. Il est important de noter que la photocathode produit également une émission spontanée d'électrons par effet thermoélectrique, à l'origine notamment d'une partie du bruit de fond du PMT. Pour n dynodes de facteur de multiplication moyen ρ , le gain moyen du photomultiplicateur est : $G = \rho^n$. Dans des conditions normales d'utilisation, ce facteur de multiplication, qui dépend de l'alliage métallique constituant les dynodes, est compris entre 3 et 5, ce qui permet d'obtenir un gain total du multiplicateur de l'ordre de 10^5 à 10^8 .

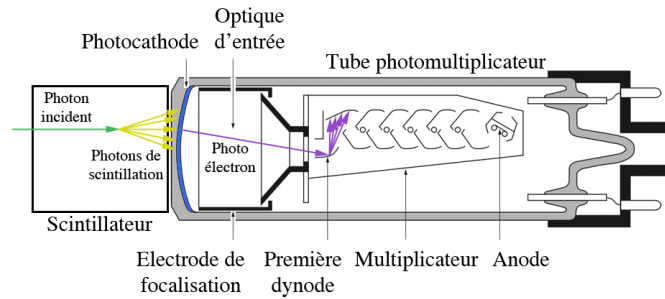


FIGURE 1.10 Principe de fonctionnement d'un tube photomultiplicateur standard.

2.2 La photodiode à avalanche

Une photodiode à avalanche (APD) est un composant semi-conducteur, figure 1.11 [12] utilisé pour détecter des rayonnement sur un large spectre allant des infrarouges aux rayons X. En revanche, les radiations γ sont trop pénétrantes pour être arrêtées par ces dispositifs de manière efficace. En TEP, les APD sont donc utilisées en tant que photodétecteurs couplés à un scintillateur.

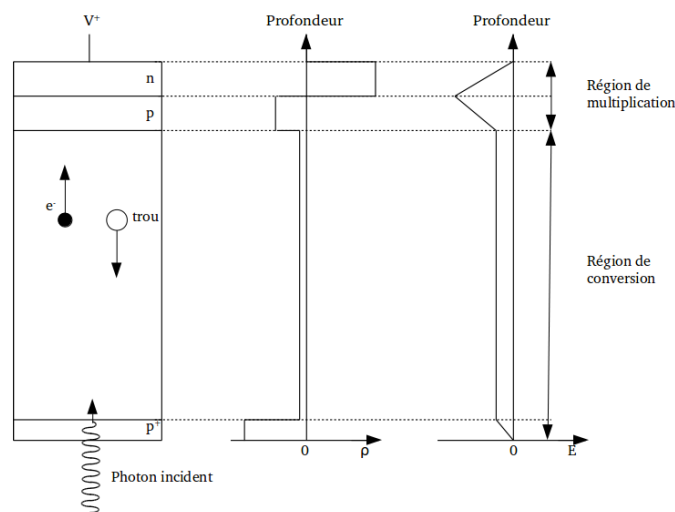


FIGURE 1.11 De gauche à droite sont représentés la structure interne d'une APD, le profil de densité de charge ρ et le profil du champ électrique E .

Les photodiodes sont fabriquées à partir de matériaux semi-conducteurs. Les semi-conducteurs les plus couramment utilisés sont le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs). Le domaine spectral des photodiodes au Si s'étend de 250 nm à 1100 nm tandis que celui des photodétecteurs au GaAs s'étend de 800 nm à 2000 nm. Pour détecter la lumière produite par les scintillateurs, dont la longueur d'onde s'étend entre 350 nm et 500 nm, on utilise donc des photodiodes au Si.

Dans un semi-conducteur, l'absorption d'un photon donne lieu à la création d'une paire électron-trou, à condition que l'énergie du photon, $h\nu$, soit supérieure à la largeur de la

bande interdite du semi-conducteur. Lorsque les trous et les électrons se déplacent en directions opposées, un courant traverse le semi-conducteur. Le défi est donc de collecter les porteurs de charges générés, avant qu'ils n'aient le temps de se recombiner. Ceci est réalisé dans les diodes à jonction de structure pn ou p-i-n, par exemple. La région appelée i correspond à une région non dopée.

Aux longueurs d'ondes de la lumière de scintillation des cristaux utilisés en TEP, les APD ont une efficacité quantique comprise entre 50 % et 90 % qui est bien supérieure à celle des PMT (15 %-35 %). Par conséquent, lorsque le nombre de photons de scintillation produits pour chaque interaction de rayon γ est petit, les APD offrent une meilleure résolution en énergie que les PMT. Elles sont beaucoup plus compactes que les PMT, ce qui permet de réaliser un couplage direct avec les cristaux tout en ayant un faible espace entre les éléments de détection. Leur prix est susceptible de diminuer bien en dessous du prix d'un PMT. Enfin, contrairement aux PMT, les APD peuvent fonctionner dans un champ magnétique intense, jusqu'à ~ 10 T, ce qui est intéressant dans la perspective d'un couplage entre un scanner TEP et un instrument d'imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM). En revanche, les APD ont une faible multiplication interne de l'ordre de $10^2 - 10^3$, en comparaison avec celle des PMT qui est de l'ordre de 10^6 . Ainsi, les APD présentent l'inconvénient de nécessiter l'usage d'un préamplificateur de charge générant lui-même un bruit électronique. De plus, leur variance de multiplication est nettement plus grande que celle des PMT. Par ailleurs, à leur point de fonctionnement, les APD présentent un fort coefficient de variation en température et en tension. Elles nécessitent donc une régulation en température ainsi qu'une alimentation en tension très stable.

2.3 Le photomultiplicateur au silicium

Les photomultiplicateurs au silicium (SiPM) sont composés de pixels connectés en parallèle à un canal de lecture commun. Le signal obtenu est donc la somme des signaux de tous les pixels. Chaque pixel est composé d'une APD (voir partie 2.2) et d'une résistance de quench. Les APD produisent la multiplication des charges sous forme d'avalanche. Ce processus est stoppé grâce à la résistance de quench. Le signal émis par un pixel ne dépend pas du nombre de photons qui déclenchent le pixel. Par conséquent, lorsque le nombre de photons arrivant sur le SiPM est élevé, la probabilité que deux photons arrivent simultanément sur le même pixel est grande, et donc il n'y a plus proportionnalité entre le nombre de pixels déclenchés et le nombre de photons incidents. Plusieurs modèles existent avec un nombre de pixels différents ($\sim 10^4$) et avec des tailles différentes.

Les SiPM possèdent un excellent gain ($10^5 - 10^6$), une efficacité de détection élevée (25-65 %) et fonctionnent à température ambiante avec une bonne résolution temporelle. De plus, ils sont très peu sensibles au champ magnétique et sont robustes. Ils sont donc d'excellents candidats pour la détection des photons. En revanche, leur taux de comptage obscur est assez élevé, de l'ordre de 20 à 200 kHz/mm² et décroît avec la température.

2.4 Le MCP-PMT

Dans cette thèse, nous avons choisi d'utiliser un photomultiplicateur à galettes de micro-canaux (MCP-PMT, pour *micro-channel plate photomultipliers tube*). Les MCP-PMT fonctionnent selon le principe des photomultiplicateurs, avec une grande différence de géométrie. Leur fonctionnement est illustré figure 1.12. La structure multiplicatrice est une plaque traversée de canaux de quelques dizaines de microns de diamètre et quelques centaines de microns de longueur. Le processus de multiplication se produit sur la paroi du capillaire, revêtue d'un matériau isolant présentant un grand coefficient d'émission secondaire. Pour favoriser les collisions des électrons avec la paroi, une architecture en forme de "chevrons" a été développée. Les pores sont inclinés par rapport à la normale aux plaques, qui est la direction du champ électrique accélérateur, ce qui favorise les multiplications. Alors que la galette est en céramique, donc isolante, les parois des pores sont recouvertes d'une très mince couche résistive, douée de la propriété d'émission électronique secondaire avec un coefficient supérieur à l'unité, tandis qu'une différence de potentiel, établie entre les extrémités des revêtements crée dans les canaux un champ électrique longitudinal.

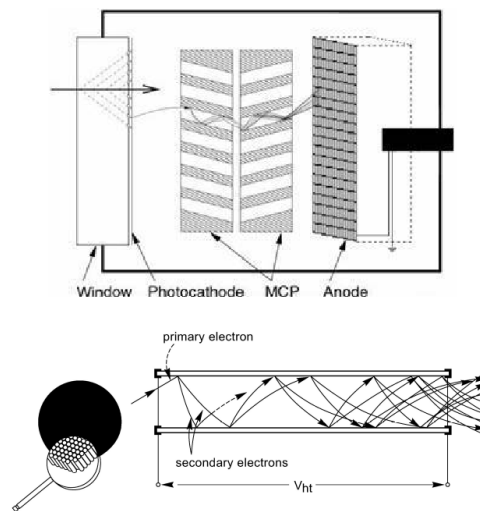


FIGURE 1.12 Schéma de la structure d'un photomultiplicateur à galette de micro-canaux (MCP-PMT) et détail de la multiplication des électrons dans un pore.

Les MCP-PMT présentent des caractéristiques de gain et de bruit similaires à celles des tubes photomultiplicateurs, associées à un temps de transit des électrons très court, et de faible dispersion. Pour la même raison, la réponse est très rapide : la durée à mi-hauteur de l'impulsion d'un photoélectron est typiquement de la centaine de picosecondes. La diminution de la taille des pores permettra de diminuer encore la résolution en temps du MCP-PMT.

Outre leurs caractéristiques temporelles, les MCP-PMT permettent grâce à leur géométrie un couplage direct à une matrice de scintillateur, avec une anode multiple, la multiplication étant réalisée localement sans perte d'information sur la position. Enfin, ces photodétecteurs peuvent être utilisés dans un champ magnétique intense. Les principaux défauts sont le coût élevé par unité de surface, la haute tension requise (typiquement 2000 V) et une érosion progressive de la photocathode due au vieillissement.

Le Planacon de Photonis présente une surface effective de $51 \times 51 \text{ mm}^2$, mais des développements sont en cours actuellement au sein de la collaboration *Picosecond Timing Project 3* aux Etats-Unis (Argonne, Chicago, SLAC) pour mettre au point des MCP-PMT de grande surface.

Un exemple d'utilisation du MCP-PMT en TEP-temps de vol sera décrit dans la partie 3.5. La description plus en détail du MCP-PMT utilisé dans cette thèse sera faite dans le chapitre suivant.

3 Le temps de vol

3.1 Principe du temps de vol

La reconstruction en TEP conventionnelle identifie la ligne de réponse où l'annihilation a lieu mais ne détermine pas quel voxel sur la ligne de réponse est la source des deux photons ; ainsi, la probabilité que le voxel soit le point d'émission est la même sur toute la ligne.

Le principe de l'acquisition temps de vol, tel qu'il est illustré sur la figure 1.13 repose sur l'écart de temps d'arrivée des photons gamma sur les deux détecteurs. Connaissant ce temps et la vitesse de la lumière, il est possible de déterminer le lieu de l'annihilation le long de la ligne de réponse qui joint les détecteurs élémentaires. Elle permet d'améliorer le rapport signal sur bruit des images avec un effet d'autant plus important que la résolution temporelle des détecteurs est meilleure.

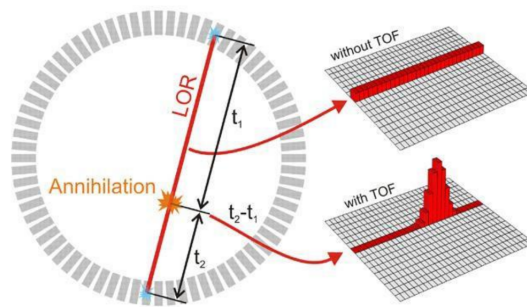


FIGURE 1.13 Schéma de la TEP-temps de vol.

La résolution spatiale Δx de la localisation sur la ligne de réponse est égale à :

$$\Delta x = \frac{c\Delta t}{2} \quad (1.8)$$

avec c la vitesse de la lumière et Δt le temps de résolution en coïncidence (CRT pour *coincidence resolving time*) du détecteur. Les machines TEP actuelles ont un CRT de 325 ps (FWHM) qui correspond à une résolution spatiale Δx de 5 cm sur la ligne de réponse.

3.2 Importance du temps de vol

L'information gagnée sur chaque événement est utile pour l'amélioration de la qualité d'image à statistique constante et l'accélération de la reconstruction de l'image.

Améliorer la qualité d'image

Un intérêt majeur du temps de vol réside dans l'amélioration de la qualité des images reconstruites. La statistique finie des acquisitions se traduit sur l'image par un bruit de nature complexe du fait du couplage entre voxels. En TEP conventionnelle, un événement détermine un ensemble de points d'émissions possibles de même probabilité, constituant la ligne de réponse.

Cette précision Δx obtenue par le temps de vol est intégrée au niveau de l'algorithme de reconstruction, ce qui permet une amélioration du rapport signal sur bruit avec un gain G_{TOF} estimé par la formule 1.9 [13] :

$$G_{TOF} \simeq \sqrt{\frac{2 \cdot D}{\Delta x}} \cdot G_{NON-TOF} \quad (1.9)$$

avec D la taille typique de l'objet étudié. Nous avons vu dans la partie 1.2.2 que pour caractériser le niveau de signal utile, on utilise le Noise Equivalent Count Rate, défini à la formule 1.2. Sachant que le NECR peut être exprimé comme le carré du rapport signal sur bruit, le gain obtenu sur le NECR grâce au temps de vol, est directement relié au gain obtenu sur le signal sur bruit. La reconstruction temps de vol est donc équivalente à une amplification de la sensibilité du scanner TEP, telle qu'on le voit dans l'équation 1.10 :

$$NECR_{TOF} = \frac{D}{\Delta x} \cdot NECR_{NON-TOF} \quad (1.10)$$

On observe dans l'équation 1.10 que le gain obtenu sur le NECR est directement proportionnel à la taille du sujet et inversement proportionnel à la résolution temporelle du scanner. Dans d'autres termes, des patients d'une taille plus élevée profitent particulièrement de la reconstruction temps de vol. Cette formule démontre également que l'augmentation de la résolution en temps est un paramètre clef pour les performances des scanners TEP-temps de vol.

La figure 1.14 [14] illustre l'apport du temps de vol sur la qualité de l'image. Ces images reconstruites par l'algorithme *3D ML-EM* au bout de 15 itérations sont celles d'un phantom d'un diamètre de 27 cm de diamètre simulé avec GATE. Les 6 sources de F-18 sont placées en cercle et l'activité du phantom est de 6.4 mCi. Le premier cas à gauche, montre l'image d'un scanner à base de GSO, sans l'apport du temps de vol. Les 3 images à droite sont celles d'un phantom de LaBr_3 , reconstruites avec le temps de vol, respectivement de 700, 500 et 300 ps (FWHM), de gauche à droite. On observe que le temps de vol améliore le contraste de l'image reconstruite et qu'il accélère la reconstruction.

Le détecteur Cherenkov décrit dans cette thèse vise à améliorer la résolution temporelle jusqu'à ~ 150 ps. Pour $D \sim 20$ cm et $\Delta t \sim 150$ ps, le calcul de $\frac{G_{TOF}}{G_{NON-TOF}}$ donne 3, ce qui correspond à une augmentation de la statistique d'un facteur 9. La résolution spatiale

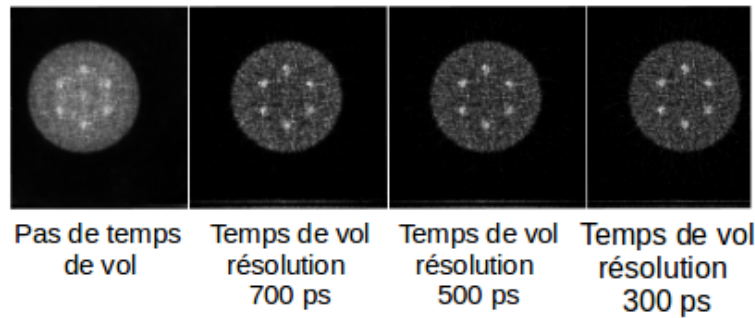


FIGURE 1.14 Apport du temps de vol sur la qualité d'image.[14]

d'un scanner TEP pour le cerveau est actuellement de $(2.5 \text{ mm})^3$ ([15]). En améliorant la résolution spatiale jusqu'à $(1 \text{ mm})^3$, la statistique par voxel est réduite d'un facteur $2.5^3 \sim 15$, et le rapport signal sur bruit d'un facteur $\frac{15}{\sqrt{15}} \sim 4$, ce qui dégrade donc le contraste et la qualité de l'image. L'utilisation du temps de vol dans la reconstruction pourra compenser la dégradation du rapport signal sur bruit. Utiliser l'information du temps de vol apparaît donc comme essentiel pour atteindre une résolution spatiale de l'ordre de $(1 \text{ mm})^3$ en TEP.

Accélérer la reconstruction

Le temps de vol présente également l'avantage d'accélérer la reconstruction tomographique [16, 17]. Les algorithmes algébriques peuvent être appliqués avec un nombre d'itérations inférieur à ce qui est requis en TEP conventionnelle pour obtenir une qualité d'image équivalente. Dans le cas d'une reconstruction analytique le rapport signal sur bruit dans un voxel est proportionnel à l'inverse de la racine du nombre de voxels n propageant du bruit :

$$\text{signal sur bruit} \propto \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (1.11)$$

On remarque que moins il y aura de voxels utilisés pour la reconstruction, et plus le rapport signal sur bruit sera élevé. En TEP conventionnelle, tous les voxels le long de la ligne de réponse sont utilisés pour la reconstruction, car on n'a pas d'information sur la position de l'émission des γ le long de la ligne de réponse. En TEP temps de vol, seulement une petite partie de la ligne de réponse est susceptible de contenir le point d'émission des γ , donc le nombre de voxels utilisés pour la reconstruction diminue par rapport à la TEP conventionnelle.

3.3 Historique de la TEP-Temps de Vol

L'histoire de la TEP-temps de vol commence dans les années 80. La mesure du temps de vol des photons est une idée ancienne suggérée par Anger en 1963 mais ce n'est que dans les années 1980 que la faisabilité et les avantages du temps de vol pour la TEP furent identifiés et que des prototypes intégrant ce type de mesure furent construits et testés. Ces scanners furent principalement développés par trois groupes : au CEA-LETI à Grenoble [18], à l'Université de Washington aux États-Unis [19] et à l'Université du Texas aux États-Unis également [20]. Le premier système mis en place dans un scanner fut Super PETT I, photo 1.15, construit à l'Université de Washington par M Ter-Pogossian et ses collègues.

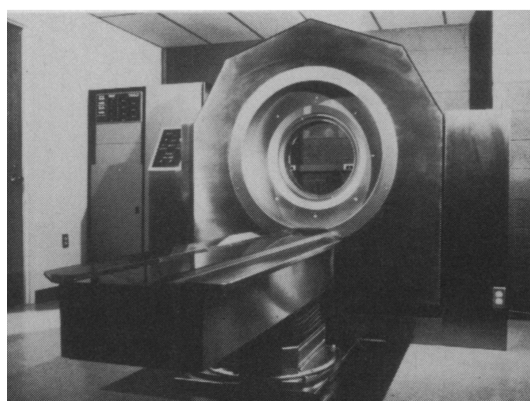


FIGURE 1.15 Photographie du Scanner Super PETT I.

La première génération des scanners TEP-temps de vol utilisait des scintillateurs de Fluorure de Cesium (CsF) et de Fluorure de Baryum (BaF_2) [21] qui possédaient les meilleurs temps de décroissance, respectivement de 5 ns et de 0.8 ns. Les meilleures résolutions atteintes pour le CsF et le BaF_2 étaient respectivement de 212 ps et 156 ps, à 511 keV. Cependant, pour le système complet, des résolutions temporelles entre 470 et 750 ps CRT (FWHM) furent atteintes. L'idée fut abandonnée car à cette époque les scintillateurs et l'électronique de détection trop lents n'étaient pas adaptés à cette technologie. Les scintillateurs présentaient soit une densité et un rendement lumineux trop faibles (BaF_2) (1900 à 8000 photons/MeV), soit une constante de décroissance trop longue (BGO) (60 à 300 ns). Ainsi, les scanners TEP-temps de vol ne pouvaient atteindre la haute résolution temporelle espérée. Le tableau 1.2 [22] présente un résumé du design et des différents paramètres pour les premiers scanners TEP-temps de vol à base de CsF et BaF_2 .

La découverte de nouveaux scintillateurs plus performants, l'amélioration des composants électroniques de la chaîne de détection et l'émergence de calculateurs plus rapides dans les années 1990 ouvrit une nouvelle ère pour la recherche et le développement de la TEP-temps de vol. Le principal scintillateur utilisé fut l'OrthoSilicate de Lutétium (LSO) [25]. Il possède un bon rendement lumineux (27300 photons par MeV), un numéro atomique élevé et une haute densité. Un autre paramètre important du LSO est son temps de décroissance

Paramètres	SuperPett I [19]	SuperPet 3K [23]	LETI TOF [18]	TTV03 [24]
Cristal scintillateur	CsF	BaF ₂	CsF et BaF ₂	BaF ₂
Cristaux/PMT	1/1	8/5	1/1	1/1
Nombre d'anneaux	4	4	3 CsF, 1 BaF ₂	4
Détecteurs par anneau	96	320	96	324
Diamètre des anneaux	85 cm	90 cm	92 cm	89 cm
Résolution transverse	8-12 mm	7 mm	7-11 mm	5.7 mm
Résolution axiale	11.4 mm	7.3-9 mm	15.5 mm	7.7 mm
Résolution temps-de-vol CRT (FWHM)	500 ps	540 ps	470 ps	750 ps

TABLE 1.2 Résumé des designs et performances des premiers scanners TEP-temps de vol à base de CsF et BaF₂.

rapide (40 ns). Il fut immédiatement utilisé pour réduire la fenêtre de coïncidence de 12 à 6 ns. La fenêtre de coïncidence a encore été réduite à 4.5 ns avec le développement de l'électronique de lecture rapide. La faible durée de la fenêtre de coïncidence permet de réduire les coïncidences aléatoires dans les données acquises. Une résolution temporelle de 300 ps a été atteinte avec deux cristaux LSO en coïncidence, rendant ainsi possible les TEP-temps de vol [26]. Aujourd'hui, le meilleur scanner TEP commercial, [27], le *Vereos Digital* de Philips est basé sur un ensemble de scintillateurs LYSO couplés à des dSIPM et atteint un CRT de 325 ps (FWHM). La structure du LYSO est très similaire à celle du LSO : une fraction des atomes de Lutetium est remplacée par de l'Yttrium. Le LYSO possède une densité plus faible que le LSO mais un meilleur rendement de scintillation (32000 photons par MeV).

La récente découverte du Bromure de Lanthanum (LaBr₃) a ouvert une nouvelle voie pour l'instrumentation temps de vol. Même si le LaBr₃ possède une fraction photoélectrique plus faible que le LSO, il a un temps de décroissance plus court (16 ns), une excellente résolution en énergie (3 % à 662 keV) et un rendement de scintillation deux fois plus élevé. Permettant d'atteindre une résolution temporelle de l'ordre de 100 ps CRT (FWHM), il devient un très bon candidat pour les TEP-temps de vol. Le premier scanner temps de vol utilisant le LaBr₃ fut développé par l'Université de Pennsylvanie [28]. La résolution temporelle atteinte fut de 375 ps. Le même groupe a développé une alternative en couplant les cristaux de LaBr₃ avec des SIPM. Ils obtiennent une résolution temporelle de 245 ps et une résolution en énergie de 6.8 %.

Les propriétés des cristaux scintillants les plus utilisés sont présentées dans le tableau 1.3 [29].

Caractéristiques	NaI	BGO	LSO	LYSO	LaBr ₃
Densité (g/cm ³)	3.67	7.13	7.35	7.1	5.1
Coefficient d'atténuation à 511 keV (cm ⁻¹)	0.34	0.9	0.87	0.83	0.45
Rapport photoélectrique (%)	18	44	34	30	14
Temps de décroissance de la luminescence (ns)	230	60/300	40	40	16
Rendement de scintillation (ph/Mev)	38000	8200	27300	32000	60000
Résolution en énergie intrinsèque (%)	10	16	12.4		3

TABLE 1.3 Propriétés des principaux cristaux scintillants pour leur utilisation en TEP [29].

3.4 L'imagerie multimodalité

L'imagerie multimodalité consiste à associer différentes techniques d'imagerie médicale (TEP, TDM, IRM...) dans le but de considérablement améliorer la précision du diagnostic médical.

En imagerie médicale, différentes entreprises développent des scanners corps entier TEP-temps de vol/TDM et TEP-IRM. Le tableau 1.4 donne un aperçu des caractéristiques techniques et performances des scanners les plus récents. Ces données se basent sur les publications de GE, Siemens, Philips et Toshiba.

Entreprise	Siemens	GE	Philips	Toshiba	GE
Nom	Biograph mCT [30]	Discovery 690 [31]	Vereos Digital [27]	Celesteion [32]	Signa PET/MR [33]
Type	TEP/TDM	TEP/TDM	TEP/TDM	TEP/TDM	TEP/IRM
Scintillateur	LSO	LYSO	LYSO	LYSO	LBS
Photodétecteur	PMT	PMT	digital SiPM	PMT	SiPM
Résolution en énergie (%)	11.5	12.4	11.1	non disponible	
CRT (ps)	527.5	544.3	325	~410	400

TABLE 1.4 Comparaison des propriétés de la TEP/TDM et de la TEP/IRM.

La tomодensitométrie (TDM) (en anglais, *CT-scan* (*CT : computerized tomography*)) est une technique d'imagerie médicale qui mesure la densité radiologique des volumes élémentaires d'une coupe, en étudiant l'atténuation d'un faisceau de rayons X au cours de la traversée des volumes à examiner. C'est une imagerie en coupe. L'injection d'un produit de contraste permet d'améliorer la qualité des images. La TEP/TDM permet la fusion des images métaboliques (TEP) avec les images morphologiques (TDM).

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) étudie avec une haute résolution spatiale de nombreux organes tels que le cerveau, la colonne vertébrale, les articulations et les tissus mous. Elle est d'une grande utilité lorsqu'une analyse très fine est nécessaire et que certaines lésions ne sont pas visibles sur les radiographies standards, l'échographie ou le scanner. Elle permet des images en coupes dans différents plans pour reconstruire

en trois dimension la structure analysée. Au niveau du cerveau, elle recherche des lésions infectieuses ou inflammatoires, des anomalies des vaisseaux ainsi que des tumeurs. Au niveau de la colonne vertébrale, des hernies discales et au niveau des articulations, des lésions ligamentaires ou méniscales. Son principe consiste à réaliser des images du corps humain grâce aux nombreux atomes d'hydrogène qu'il contient. Placés dans un puissant champ magnétique, tous les atomes d'hydrogène s'orientent dans la même direction : ils sont mis en résonance par les ondes radio les excitant pendant une très courte période. A l'arrêt de cette stimulation, les atomes restituent l'énergie accumulée en produisant un signal qui est enregistré et traité sous forme d'image par un système informatique.

Alors que la TEP image la quantification de l'activité biologique dans le corps du patient, l'IRM image la densité de matière en 3D. L'IRM possède une excellente résolution spatiale ($\sim 1 \text{ mm}^3$ contre $(2.2) \text{ mm}^3$ pour la TEP cerveau) mais une faible sensibilité à l'activité biochimique ($\sim 10^{-4} \text{ mol}$ contre $\sim 10^{-12} \text{ mol}$ pour la TEP). Ainsi, la TEP/IRM permet la combinaison d'informations provenant de sources différentes : l'imagerie moléculaire de la TEP et l'imagerie morphologique de l'IRM.

La société Siemens Medical a développé le premier système TEP/IRM « intégré » (Biograph mMR) incorporant dans une seule machine les systèmes TEP et IRM et permettant une acquisition 3D simultanée du corps entier. L'anneau de détection TEP est situé à l'intérieur de l'IRM 3 Tesla (entre les bobines de gradient et l'antenne « corps » de radio-fréquence), conduisant à un champ de vue de $60 \text{ cm} \times 25 \text{ cm}$, et composé de photodiodes à avalanche. La résolution temporelle de ces détecteurs (2.93 ns) ne permet pas d'utiliser l'information temps de vol.

En 2014, après avoir proposé un système tri-modalité (TEP/TDM et IRM séparés), la société GE a commercialisé un système hybride de dernière génération (Signa PET/MR). Il est composé de cristaux scintillants à base de Lutetium (LBS) et de SiPM. Il atteint une résolution temps de vol de 400 ps. La partie IRM fonctionne dans cet environnement sans dégradation des performances. Cette machine est installée actuellement sur deux sites en France, au CEA-SHFJ à Orsay et dans le service de médecine nucléaire de l'hôpital La Pitié-Salpêtrière.

D'autres récents développements ont lieu sur des scanners TEP/IRM à base de SiPM. Le prototype Hyperion-IID [34] atteint un CRT de 260 ps (FWHM).

3.5 Alternatives aux cristaux de scintillation pour la TEP-temps de vol

Nous allons dans les prochaines lignes donner un aperçu des différents scanners TEP-temps de vol cliniques ou en développement [35].

Les semi-conducteurs

Les convertisseurs directs (ou semi-conducteurs) représentent une alternative aux scintillateurs. Le tableau 1.5 résume les propriétés des principaux semi-conducteurs utilisés en TEP. Le photon γ provoque une ionisation dans le milieu de détection. Une différence de potentiel appliquée de part et d'autre du milieu permet de dériver les charges créées vers un plan de collection des charges, ce qui produit le signal électrique de la détection. Les technologies les plus étudiées sont les semi-conducteurs tels que le CZTe ou le CdTe. Ils présentent le gros avantage de permettre une résolution en énergie autour de 3 % [36], grâce à leur rendement de production de charges élevé (200 000 électrons/MeV pour le CZTe). Les semi-conducteurs permettent également, contrairement aux cristaux scintillants, un découpage du détecteur en matrice de pixels de 1 mm^2 , ce qui aboutit à une bonne résolution spatiale. Néanmoins, il est également indiqué que ces matériaux présentent des points faibles : ils sont peu denses et leur rendement photoélectrique est modeste, ils sont donc peu efficaces à la détection (le coefficient d'atténuation du CZTe est de 0.57 cm^{-1}), et ce sont des détecteurs très lents à cause de la faible vitesse de dérive des charges (comparé au signal lumineux très rapide). Leur résolution temporelle est donc largement en-dessous de celle des scintillateurs.

Caractéristiques	CZTe	CdTe
Densité (g/cm^3)	6	6.2
Coefficient d'atténuation à 511 keV (cm^{-1})	0.57	0.51
Rapport photoélectrique (%)	18	18
Rendement de scintillation (ph/MeV)	200000	225000
Résolution en énergie intrinsèque (%) ~ 3	~ 3	

TABLE 1.5 Propriétés des principaux semi-conducteurs pour leur utilisation en TEP.

Chambre à plaques résistives (RPC)

La chambre à plaques résistives (RPC) est une technologie étudiée entre autres par A. Blanco et al. dans [37]. Il s'agit d'un volume de gaz enfermé entre des couches d'électrodes. En raison de la faible densité du gaz, les interactions du photon γ incident se produisent majoritairement dans les électrodes. Les électrons primaires produits lors du dépôt d'énergie du γ se multiplient ensuite par effet d'avalanche dans le gaz. Ces détecteurs atteignent une très bonne résolution temporelle, de l'ordre de 30 ps et sont capables de positionner précisément et en 3D l'interaction dans le milieu de détection. Néanmoins, leur résolution en énergie n'est pas très bonne [29], et surtout ils sont très peu efficaces en raison de la faible épaisseur d'électrodes, qui conduit à un coefficient d'atténuation et à un rapport photoélectrique globaux faibles. La réponse à ce problème, présentée dans [38], est de construire un système PET corps entier avec un angle solide très large, afin de compenser la modeste efficacité de détection du détecteur.

Chambre proportionnelle multifilaire

Une chambre à fils (ou plus précisément chambre proportionnelles multifilaires) est un détecteur de particules ionisées inventé en 1968 par Georges Charpak. Ce détecteur a rapidement remplacé les chambres à bulles qui nécessitaient de photographier les événements résultant des expériences. Avec une chambre à fils un traitement informatique des données est rendu possible, permettant ainsi de déterminer avec précision la trajectoire des particules qui traversent la chambre à fils. Ce détecteur se présente sous la forme d'une chambre remplie d'un gaz noble comme l'argon, avec à l'intérieur plusieurs grilles composées d'un grand nombre de fils disposés parallèlement. Toutes les grilles sont sous tension et placées les unes sur les autres en alternant les cathodes et les anodes. Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la chambre elle ionise le gaz, séparant les atomes en électrons chargés négativement et en ions chargés positivement. Les électrons sont ensuite attirés par anodes et les ions vers les cathodes. La présence de la particule est ensuite détectée par une pulsation électrique sur les fils de l'anode.

Ce principe est développé dans [39] pour un scanner TEP à haute résolution pour petits animaux.

Chambre à projection temporelle au Xénon liquide

Nous avons vu que les convertisseurs directs (ou semi-conducteurs) présentent une alternative aux scintillateurs. Leur très gros avantage est leur résolution en énergie de l'ordre de 3 % pour le CZTe par exemple. Néanmoins, ils sont peu efficaces et très lents. Nous avons donc d'un côté, les cristaux scintillants, avec un coefficient d'atténuation élevé, basés sur le phénomène de scintillation rapide mais qui ne permettent pas une résolution en énergie en-dessous de 11 à la dizaine de %. De l'autre côté, les semi-conducteurs, basés sur l'ionisation du milieu, permettent une excellente résolution en énergie mais sont beaucoup plus lents et moins efficaces à la détection.

Une technologie en cours de développement appelée chambre à projection temporelle (TPC pour *Time Projection Chamber*) propose de profiter des points forts des deux phénomènes (ionisation et scintillation), dans un même détecteur. Dans son étude "Liquid Xenon for particle physics and astrophysics", E. Aprile et al. [40] propose d'utiliser cette technologie de TPC avec du Xénon liquide LXe. En effet, les gaz rares sont les seuls éléments qui réagissent aux rayonnements γ à la fois par scintillation et par ionisation. Le fonctionnement d'un détecteur LXe en mode TPC est le suivant : le photon γ , lorsqu'il interagit dans le LXe, produit des photons de scintillation et des paires électrons-ions issues de l'ionisation du milieu. La lumière de scintillation est détectée par des PMT, ce qui donne le temps de détection t_0 . Les électrons, dérivés par un champ électrique d'environ 1 kV/cm, induisent à leur passage un signal sur un maillage de fils. Cela permet de mesurer la position de l'interaction en (X,Y) dans le détecteur. La quantité de charges collectées par l'anode permet quant à elle de connaître l'énergie initiale déposée par le

photon γ . Enfin, la différence de temps entre la collection des charges t_1 et le temps d'interaction t_0 , connaissant la vitesse de dérive des charges, permet de remonter à la position Z de l'interaction (dans la profondeur du détecteur). Ce principe de détection est également développé par le laboratoire Subatech à Nantes [41]. Un tel système devrait posséder une bonne résolution en énergie (autour de 4 %) et une résolution spatiale inférieure au millimètre, grâce à la collection des charges. De plus, la réponse scintillation rapide (décroissance rapide de 5 ns, décroissance lente de 25 ns) permet d'accéder à une résolution temporelle allant jusqu'à 270 ps. On profite donc à la fois des avantages des scintillateurs et des convertisseurs directs, dans un même détecteur. Néanmoins, E. Aprile signale dans son étude que, dans ce type de détecteur, l'interaction photoélectrique n'est pas dominante. En effet, la fraction photoélectrique du LXe (c'est-à-dire le taux d'effets photoélectriques sur l'ensemble des interactions possibles) est seulement de 22 %. Cela signifie que le photon γ dépose son énergie en plusieurs fois, à plusieurs endroits différents du détecteur, par effet Compton d'abord puis par effet photoélectrique. C'est ce qu'on appelle des interactions multiples. Pour accéder à l'information nécessaire sur l'énergie et la position du photon γ , une reconstruction (appelée reconstruction Compton) est alors nécessaire. Ce traitement de l'information complique l'analyse des données et ralentit la reconstruction tomographique dans le cas d'un examen TEP. De plus, un tel détecteur nécessite un important système de refroidissement afin que le Xénon reste à l'état liquide, et un circuit de renouvellement du Xénon présent dans le détecteur. Cela se traduit par un encombrement non négligeable, ainsi qu'une maintenance (et un coût) qui pourront freiner son utilisation en TEP clinique. Cependant, le détecteur Xénon liquide est une technologie ambitieuse : les signaux tant en charge que en lumière sont forts et permettent une large gamme d'optimisations du détecteur, tant sur la configuration détecteur, que sur l'analyse des données acquises.

Utilisation de l'effet Cherenkov

L'effet Cherenkov sera décrit plus en détail dans le chapitre 2, partie 1.1.

Les travaux menés par S. Korpar et al. [2, 3] démontrent la possibilité de détecter les photons de 511 keV en utilisant l'effet Cherenkov avec une résolution temporelle de 70 ps (FWHM), ce qui correspond à une résolution de 11 mm (FWHM) le long de la ligne de réponse. Cependant, ils obtiennent une efficacité faible (inférieure à 10 %) due au nombre limité de photons Cherenkov émis et à la petite taille du cristal. Le prototype PECHE, décrit dans la partie 1.3, s'inspire de ce travail.

Pour mesurer cette résolution temporelle, leur expérience est constituée d'une source de ^{22}Na , alignée au milieu de deux détecteurs. Chacun des détecteurs est constitué d'un MCP-PMT de 16 anodes, couplé avec un cristal de PbF_2 , segmenté en 4×4 , de dimensions de $22.5 \times 22.5 \times 7.5 \text{ mm}^3$. Le MCP-PMT est choisi pour sa très bonne résolution temporelle (dispersion du temps de transit de 70 ps (FWHM)). Le cristal de PbF_2 sélectionné par S. Korpar ne produit que de la lumière Cherenkov. L'effet Cherenkov est

extrêmement rapide, de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Il permettra d'améliorer la résolution temporelle globale du détecteur. Avec un cristal d'une épaisseur de 5 mm, une résolution temporelle de 70 ps (FWHM) est atteinte, et avec une épaisseur de 15 mm, elle est de l'ordre de 100 ps (FWHM).

Une autre approche développée par S. Brunner et al. dans [42] est d'utiliser des cristaux de BGO, hybrides scintillateurs et Cherenkov. Utiliser l'effet Cherenkov et la scintillation permet de profiter en même temps de la très bonne résolution temporelle due à l'émission Cherenkov et de la résolution en énergie due à la scintillation. Les études de S.I. Kwon et al. [43] sur le même cristal de BGO couplé avec des SiPM permet d'obtenir un CRT d'environ 270 ps (FWHM).

I. Somlai-Schweiger et al. dans [44] et M. Miyata et al. dans [45] ont étudié, par simulation Monte-Carlo, la possibilité d'utiliser des cristaux de PbWO_4 , cristaux hybrides Cherenkov et scintillation.

Les prototypes CaLIPSO et PECHE, décrits dans le chapitre 2, se basent également sur l'effet Cherenkov pour obtenir leur excellente résolution temporelle.

Chapitre 2

Composantes principales de la chaîne de détection des projets PECHE et CaLIPSO

Le groupe CaLIPSO à l'IRFU travaille sur le développement de la technique du temps de vol pour améliorer les performances de la TEP en utilisant la lumière Cherenkov. Deux projets sont en cours de développement : le projet CaLIPSO et le projet PECHE, détaillés dans ce chapitre.

1 Les projets CaLIPSO et PECHE

1.1 L'effet Cherenkov

Du nom du prix Nobel de physique 1958 qui publia dans [46] sa découverte en 1937, la lumière Cherenkov est émise lorsqu'une particule chargée se déplace plus vite que la lumière dans le milieu traversé.

En se déplaçant dans un milieu, une particule chargée perturbe les couches électroniques de chaque atome rencontré : cela se manifeste par l'émission d'une onde lumineuse à toutes les longueurs d'ondes avec une prédominance dans le bleu et l'ultraviolet.

Lorsque la particule se propage à une vitesse modérée, les ondes émises par chacun des atomes forment des interférences destructives. Lorsque la particule dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu, un effet de sillage se produit : les ondes successives se retrouvent en phase à la surface d'un cône, tel qu'on le voit figure 2.1, les interférences sont alors constructives.

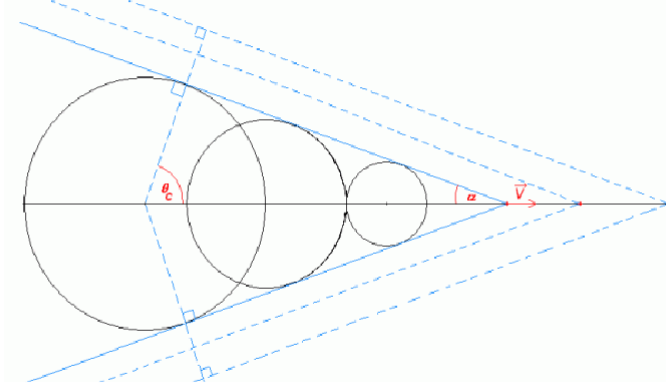


FIGURE 2.1 Principe de l'effet Cherenkov.

La vitesse seuil v_{seuil} pour un électron au-delà de laquelle peut se produire l'effet Cherenkov dans un milieu donné d'indice n est la vitesse de la lumière dans ce milieu :

$$v_{\text{seuil}} = \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide ($2.99 \cdot 10^8$ m/s). La vitesse v_{seuil} correspond à une énergie cinétique appelée E_{seuil} . L'énergie totale d'une particule est égale à la somme de l'énergie au repos mc^2 et de l'énergie cinétique. En relativité restreinte l'énergie totale s'exprime comme :

$$E_{\text{totale}} = \gamma mc^2 \quad (2.2)$$

avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ et $\beta = v/c$, v étant la vitesse de la particule.

Dans notre cas, $m = m_e$, $v = v_{\text{seuil}}$:

$$E_{\text{seuil}} = \gamma m_e c^2 - m_e c^2 = m_e c^2 (\gamma - 1) = m_e c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\text{seuil}}^2}{c^2}}} - 1 \right] = m_e c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right] \quad (2.3)$$

La figure 2.2 nous présente la géométrie de l'effet Cherenkov. L'angle θ_C est l'angle entre la direction de la particule incidente relativiste et la direction du photon Cherenkov. On a donc :

$$\cos(\theta_C) = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.4)$$

Dans la limite ultra-relativiste où $\beta \simeq 1$, le cosinus de θ_C atteint son maximum en $\frac{1}{n}$.

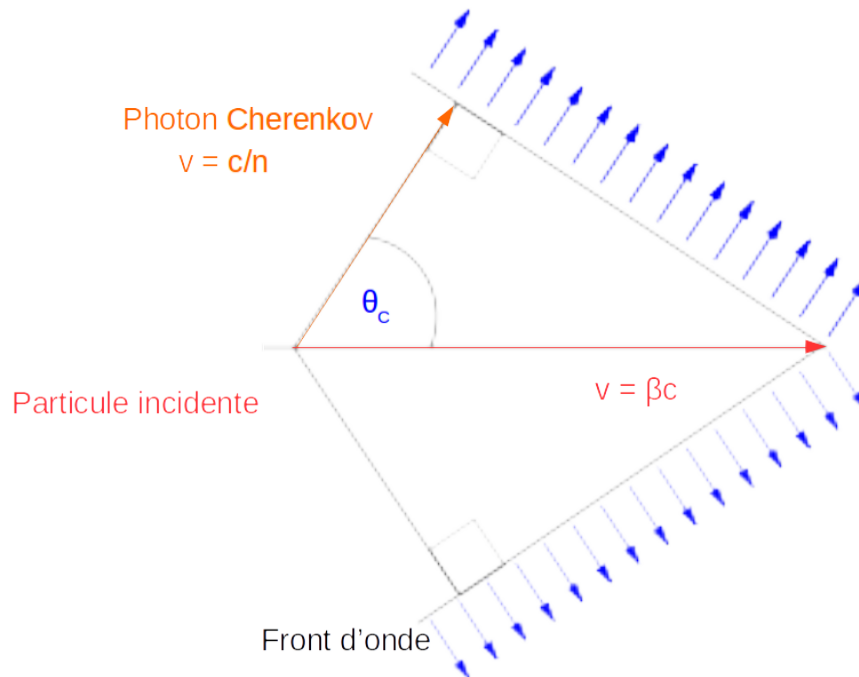


FIGURE 2.2 Géométrie de l'effet Cherenkov.

Enfin, la distribution de la longueur d'onde λ des photons lumineux émis suit une loi en $\frac{1}{\lambda^2}$ et est également reliée à l'indice n de réfraction du milieu :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (2.5)$$

avec $\frac{d^2N}{dx d\lambda}$ le nombre de photons émis par unité de longueur de parcours de la particule chargée et par intervalle de longueur d'onde, pour une particule de charge ze (ici $z=1$), α la constante de structure fine ($1/137$) et $n(\lambda)$ l'indice de réfraction du milieu.

1.2 Le projet CaLIPSO

Les informations qui suivent sont tirées du document [47], qui présente le principe du détecteur CaLIPSO ainsi que ses avantages en TEP et les enjeux technologiques qui font partie de son développement.

Le détecteur CaLIPSO (pour *Calorimètre Liquide Ionisation Position Scintillation Organométallique*) est un projet pour un scanner TEP-temps de vol clinique (cerveau) et

pré-clinique à haute précision spatiale. C'est une chambre à projection temporelle, utilisant comme milieu de détection du TriMéthylBismuth (TMBi). Le signal est détecté sous deux formes : signal lumineux et signal d'ionisation, ce qui permet d'atteindre une précision de 1 mm^3 pour la position du point de conversion du photon dans le TMBi, une résolution en énergie de 10 % et une résolution temporelle meilleure que 150 ps (FWHM).

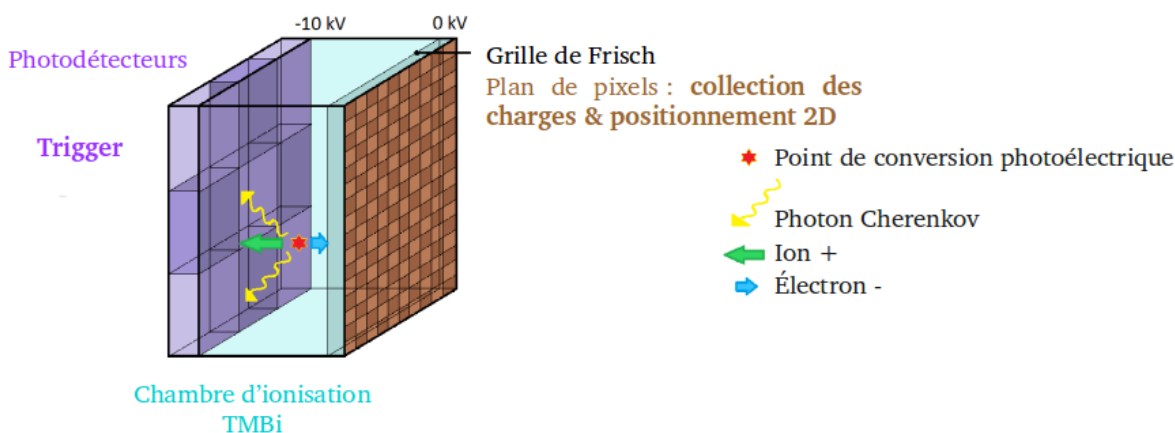


FIGURE 2.3 Schéma du principe du détecteur CaLIPSO : double détection lumineuse et de charge.

Le schéma 2.3 présente la structure du détecteur CaLIPSO. Le cœur du détecteur est donc le TMBi, enfermé dans un corps de chambre, de qualité ultra-vide (le TMBi étant pyrophorique, il est nécessaire de le protéger de l'oxygène). D'un côté du corps de chambre, se placent les photodétecteurs qui détecteront le signal lumineux. On peut en observer 9 sur le schéma, ce qui précédemment le cas. Désormais, il n'y en a qu'un seul, couvrant la surface entière. De l'autre, le plan de détection d'ionisation pixellisé.

Lorsque que le gamma de 511 keV entre dans le TMBi, il a une probabilité de 47 % de transférer son énergie par effet photoélectrique et ainsi de produire un photoélectron primaire de 420 keV. En interagissant avec les atomes du milieu, il émet, par effet Cherenkov, des photons lumineux majoritairement dans la gamme du bleu. Ce phénomène est très rapide, de l'ordre de quelques picosecondes. Ces photons lumineux sont détectés par les photomultiplicateurs placés derrière la fenêtre transparente du corps de chambre. Cela permet de déclencher ainsi que de dater précisément la détection du photon γ . On appelle t_0 le temps de détection du premier photon lumineux.

D'autre part, le photoélectron primaire perd également la majorité de son énergie par collision avec d'autres électrons du milieu. Cela provoque des ionisations secondaires, c'est-à-dire la création de paires électrons-ions, dont le nombre dépend de l'énergie initiale du photoélectron primaire. Ces charges sont mises en mouvement par un fort champ électrique appliqué sur le milieu de détection, et les électrons sont détectés par un plan de

collection de charges pixellisé placé derrière une grille de Frisch. Il existe une dépendance entre la forme du signal des électrons sur le plan pixellisé et la profondeur de l'interaction photoélectrique dans le détecteur. La grille de Frisch va servir à écranter le champ présent en amont. Ainsi, le signal reçu sur l'anode est celui qui est créé par le déplacement des électrons entre la grille de Frisch et l'anode. Le nombre de charges collectées permet de quantifier l'énergie déposée par le photon γ dans le milieu et les pixels où sont détectés les électrons renseignent sur la position 2D de la détection. Enfin, le temps de collection des électrons t_1 est également mesuré. Connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le TMBi, et connaissant le retard des électrons sur les photons lumineux ($t_1 - t_0$), il est possible de calculer la position d'interaction du photon γ dans la profondeur du détecteur. C'est ce principe qui donne à ce type de détecteur son nom de *chambre à projection temporelle*. Au final, en combinant les deux voies de détection, un tel système permet à la fois une mesure précise du temps de détection des γ , de leur énergie et de la position de l'interaction primaire en 3D dans le détecteur.

L'utilisation du Cherenkov est une nouveauté par rapport à ce qui se fait classiquement, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Les scanners actuels utilisent le phénomène de scintillation. Ce phénomène présente le grand avantage d'un bon rendement lumineux (par exemple, le cristal LYSO atteint un rendement de scintillation de 32000 photons par MeV) alors que l'effet Cherenkov ne produit qu'une vingtaine de photons lumineux. Cependant, l'effet Cherenkov étant un phénomène très rapide, de l'ordre de quelques picosecondes (contre 40 ns pour le LYSO), il nous permet d'atteindre une résolution temporelle du détecteur de 150 ps.

Le TMBi

Le TMBi présente l'avantage de réagir à l'interaction du γ à la fois en subissant des ionisations et en émettant de la lumière par effet Cherenkov. Il est donc possible, en détectant les deux signaux, d'aboutir à une bonne résolution temporelle (photons lumineux) et spatiale (dérive des charges). C'est là son avantage majeur sur les cristaux scintillants et les semi-conducteurs. Il possède une forte proportion (82 % en masse) de Bismuth, un matériau lourd (de numéro atomique 83). Cela lui confère un rapport photoélectrique de 47 %, ce qui permettra de détecter efficacement les γ de 511 keV avec un seul point d'interaction.

L'électron primaire émis d'une conversion photoélectrique possède une énergie de 420 keV. L'énergie seuil Cherenkov du TMBi, calculée avec l'équation 2.3 étant de 143 keV, l'émission des photons lumineux pourra avoir lieu.

L'utilisation du TMBi en physique des détecteurs est un véritable challenge pour deux raisons principalement. Tout d'abord, ce milieu est pyrophorique, et plus généralement réactif avec tous les matériaux oxydants. Cela implique qu'il doit être maintenu en atmosphère neutre et en environnement ultra-vide. Pour cela, tous les récipients contenant du

TMBi doivent être munis de vannes compatibles ultra-vide, encombrantes et lourdes. De plus, les manipulations se pratiquent sur un banc dédié ultra-vide. Pour des raisons de propreté, les transferts d'un récipient à l'autre via ce banc ne peuvent utiliser des pompes. On utilise des mécanismes d'évaporation - recondensation pour les transferts. Enfin, les matériaux en contact avec le TMBi dans le détecteur doivent être choisis avec soin, du fait de la réactivité de celui-ci. D'autre part, pour être capable de dériver et de récupérer les électrons produits lors de la détection du photon γ , le TMBi doit être ultra-pur. Un travail d'ultra-purification a donc débuté dès la conception du projet, mais il ne concerne pas la partie optique de CaLIPSO.

On estime que le TMBi sera facile d'utilisation en milieu hospitalier malgré son caractère pyrophorique car on envisage in fine de proposer un détecteur scellé. Pour l'utilisateur, une machine TEP avec un tel détecteur serait donc aussi simple d'utilisation que celles utilisant des cristaux, une fois la phase de développement terminée.

Le travail de cette thèse porte sur la partie optique de CaLIPSO. En se basant sur les résultats de test du prototype appelé DO2 (pour *Démonstrateur Optique 2*), nous avons développé et testé DO3 (pour *Démonstrateur Optique 3*).

1.2.1 Le démonstrateur optique n°2

L'étude sur DO2 est présentée dans la publication [48] et dans la thèse d'Émilie Ramos [49].

Le corps de chambre rempli de TMBi est constitué d'un cadre en céramique (Al_2O_3) fermé par une fenêtre en saphir, d'une épaisseur de 5 mm. Le couplage optique entre la fenêtre de saphir et le photomultiplicateur est un gel optique d'indice 1.57 à 400 nm (OCF 452 de Nye SmartGels) [50]. Le volume de détection est de 3 cm d'épaisseur. La bride servant à fermer le détecteur, à l'avant, est en titane. Une vue en coupe des plans du démonstrateur optique version 2 est présentée sur la figure 2.4 et une photo est visible figure 2.5. Le volume de détection est divisé en cellules par des plaques de céramique, servant à focaliser les photons lumineux vers la fenêtre de saphir et donc les PMT. Les PMT sont au nombre de 9, chacun lié à une cellule de détection.

Un des critères les plus importants, qui sera d'ailleurs la principale modification de DO3 telle que nous le verrons dans le paragraphe suivant, est le choix du photodétecteur. Celui-ci doit posséder la meilleure efficacité possible, le plus faible bruit de fond, appelé *Dark Count Rate* et le meilleur temps de transit TTS (pour *Transit Time Spread*).

L'efficacité de détection du photodétecteur est le produit de son efficacité quantique (intégrée sur le spectre de longueur d'onde des photons Cherenkov) et de son efficacité géométrique, qui est le rapport de la surface utile sur la surface totale de détection. Le choix a été fait d'utiliser un photomultiplicateur (PMT) de Hamamatsu, le R11265-200. Il possède une efficacité géométrique 78 % et une efficacité quantique pondérée du spectre

des longueurs d'onde des photons Cherenkov de 17 %. Ce PMT possède un bruit de fond de l'ordre de 200 Hz/cm^2 et un TTS de 270 ps.

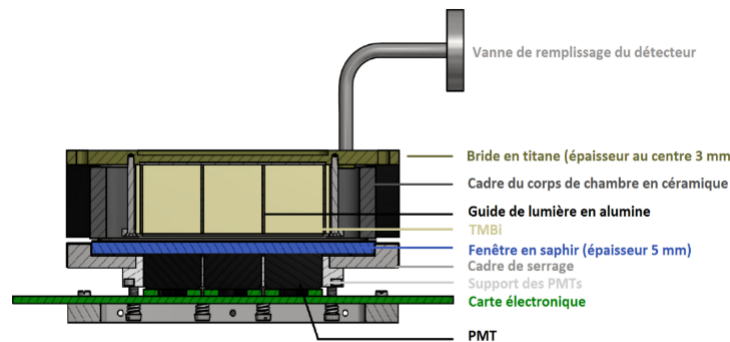


FIGURE 2.4 Vue en coupe du démonstrateur optique version 2, d'après les plans de D. Desforge.



FIGURE 2.5 Photographie de DO2. On voit bien la division en 9 cellules du volume de détection.

Deux types de mesures ont été faites en coïncidence avec un scintillateur, un cristal de YAP : Ce couplé à un PMT : mesure d'efficacité et mesure de résolution temporelle. Le scintillateur YAP : Ce est utilisé comme trigger. Sa résolution temporelle à 511 keV a été mesuré à $245 \pm 11 \text{ ps}$ (FWHM). Une source radioactive de ^{22}Na produit un positron qui s'annihile en deux photons γ à 511 keV émis dos à dos et un photon γ à 1.27 MeV émis quasi-simultanément isotropiquement. Les signaux du YAP et des PMT de DO2 sont numérisés par le module WaveCatcher [51]. Le détecteur YAP détecte les photons de 511 keV en coïncidence avec DO2 et ainsi permet de mesurer la résolution temporelle de DO2 et son efficacité. Il a été tenu compte des interactions du photon γ à 1.27 MeV. Le résultat obtenu pour la résolution temporelle est de $539 \pm 25 \text{ ps}$ (FWHM), limité

principalement par le TTS du PMT. On changera donc de photomultiplicateur afin d'avoir un TTS meilleur, et donc améliorer la résolution temporelle du détecteur. L'efficacité globale de détection mesurée est de 34.5 %. Si on considère un événement qui a subi une conversion photoélectrique, l'efficacité de détection de photoélectron primaire est de 85 %. Ce résultat pourra être amélioré en optimisant la collection de lumière à la surface d'entrée du MCP-PMT.

1.2.2 Le démonstrateur optique n°3

DO3 a été monté et rempli de TMBi en juin 2017. Bien que similaire à DO2 il diffère sur 3 points.

- l'épaisseur du volume de détection : elle a été augmentée de 30 mm à 49.8 mm dans le but d'améliorer l'efficacité de détection. Pour permettre une conversion efficace du photon γ , il faut que l'épaisseur de TMBi soit suffisante. La probabilité d'interaction du γ dans un milieu se calcule comme : $p(x) = 1 - e^{-x/\lambda}$, avec x la profondeur d'interaction et λ la longueur d'atténuation du milieu, c'est-à-dire la longueur pour laquelle une fraction $\frac{1}{e}$ du flux incidents des photons n'ont pas interagi, donc 63.2 % qui ont interagi. La longueur d'interaction λ pour le TMBi a été mesurée à 2.39 cm pour le photon d'énergie 511 keV. Avec une épaisseur de 49.8 mm, ce sont 86.5 % des photons incidents qui doivent être convertis.
- DO2 possédait des guides de lumières, divisant le corps de chambre en 9 cellules, chacune d'elles étant lues par un PMT. Pour DO3, le choix a été fait de supprimer les guides de lumières, les simulations de l'efficacité montrant que ces guides ne l'amélioreraient pas.
- un seul photodétecteur couvre toute la surface de la vitre de saphir. Le choix du photodétecteur s'est porté sur un MCP-PMT (qui sera décrit plus précisément dans la partie 3). Il présente le fort avantage d'un TTS de 80 ps (FWHM) contre 270 ps précédemment et d'un bruit de fond plus faible (la documentation donne 100 Hz/cm²). Ce MCP-PMT permettra d'atteindre la résolution temporelle attendue pour DO3 qui est de l'ordre de 150 ps.

La chaîne électronique de lecture est également modifiée : composée des amplificateurs et du module SAMPIC, elle est optimisée pour une lecture rapide.

Montage

Pour garder le TMBi le plus propre possible, toutes les pièces ont été minutieusement nettoyées avant le montage. Celui-ci a ensuite eu lieu en salle blanche pour se préserver des poussières.

- photo 2.6 : Nous avons commencé par assembler la bride en inox fermant DO3 et possédant le tuyau de remplissage avec le corps de chambre en céramique. Entre

- les 2, une lame ressort (visible au fond du corps de chambre) et un joint en étain (non-visible) permettent d'assurer l'étanchéité.
- photo 2.7 : On place ensuite dans le corps de chambre quatre peignes réfléchissants en céramique. On ajoute au-dessus du corps de chambre un second joint afin d'assurer l'étanchéité entre le corps de chambre et la vitre de saphir qu'on posera dessus.
 - photo 2.8 : On ferme le corps de chambre par la vitre de saphir, où viendra prendre place le MCP-PMT, et la bride en inox tenant le tout.
 - photo 2.9 : Enfin, avec de longues tiges filetées de la longueur du détecteur, on visse le tout.
 - photo 2.10 : Pour finir, on pompe l'air à l'intérieur de DO3 pour faire le vide et on teste les fuites avec un détecteur de fuites à hélium. Lorsque le test s'avère concluant, DO3 est désormais prêt pour être rempli de TMBi.

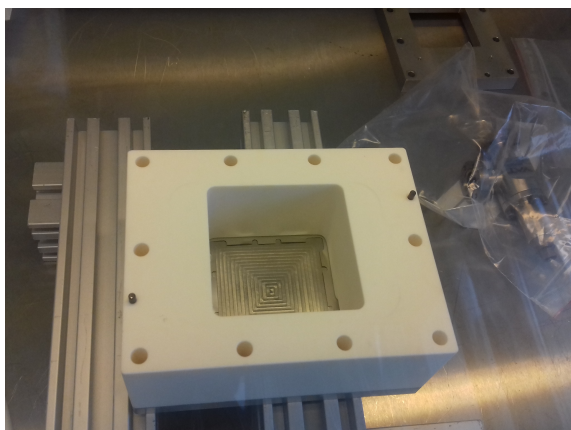


FIGURE 2.6 Début du montage : assemblage de la bride d'entrée de DO3 (avec le tuyau de remplissage) et du corps de chambre.

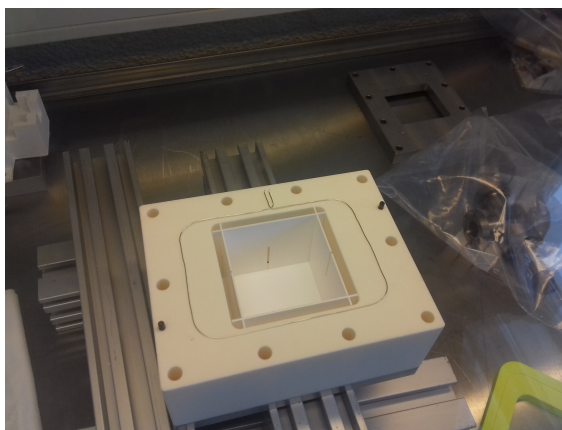


FIGURE 2.7 Deuxième étape : ajout de quatre peignes en céramique et du second joint.

Remplissage

La figure 2.11 montre le schéma du banc de remplissage de DO3 et la photo 2.12 de ce montage. Le détecteur est raccordé à ce banc pour permettre le remplissage par du TMBi. Sous vide, dans la nourrice, le TMBi est d'abord maintenu à température ambiante pour fixer la pression de vapeur saturante du liquide. Autour du condenseur, on déclenche une circulation d'azote liquide afin de le refroidir jusqu'à -50° . Les vapeurs du TMBi sont donc condensées. Une baratron permet de mesurer l'évolution des pressions du TMBi gazeux. Le transfert est lent. Une fois que le transfert nourrice-condenseur est terminé, on démonte le système de refroidissement du condenseur afin que celui-ci revienne à température ambiante, afin de ne pas induire de choc thermique sur DO3. Pour accélérer ce réchauffement, on utilise un système de réchauffement au glycol. Après environ 1

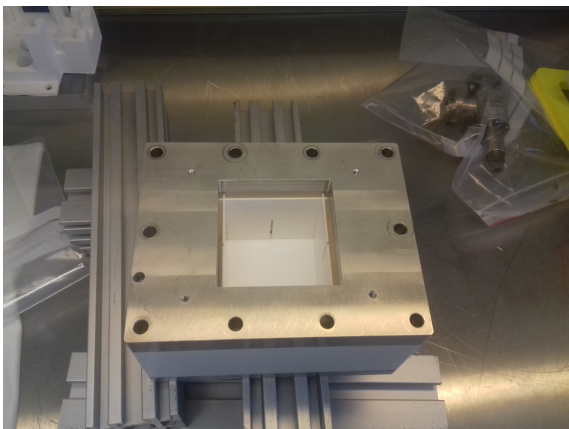


FIGURE 2.8 Troisième étape : la vitre de saphir et une bride en inox ferment le corps de chambre.

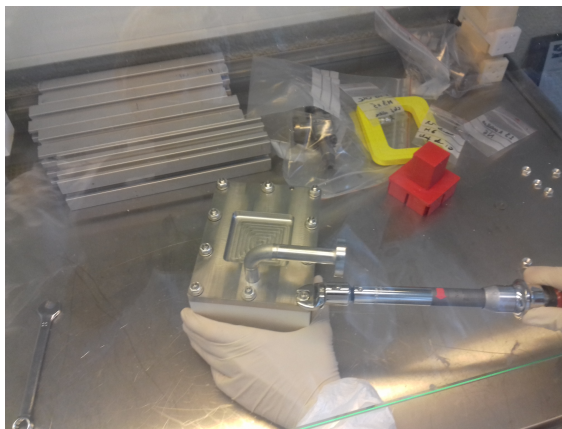


FIGURE 2.9 Quatrième étape : mise en place des vis et serrage pour fixer l'ensemble.



FIGURE 2.10 Dernière étape : pompage et test de fuite.

heure, le condenseur se trouve à température ambiante. On peut alors ouvrir les vannes initialement fermées pour laisser couler le TMBi dans DO3.

L'ultime étape d'assemblage de DO3 a consisté à monter le MCP-PMT sur la vitre de saphir en sortie du corps de chambre, avec un gel optique.

1.3 Le projet PECHE

Le projet PECHE étudie la possibilité d'utiliser le rayonnement Cherenkov pour améliorer les performances temps de vol de la TEP corps entier avec une résolution temporelle de 100 ps (FWHM). Le radiateur utilisé est un cristal de PbF_2 permettant de convertir le gamma incident par effet photoélectrique et l'émission de photons Cherenkov. Ce cristal est couplé, via le même gel optique, à un MCP-PMT. Le MCP-PMT, les amplificateurs et l'électronique de lecture sont les mêmes pour DO3 et PECHE. La différence majeure est donc le choix du radiateur.

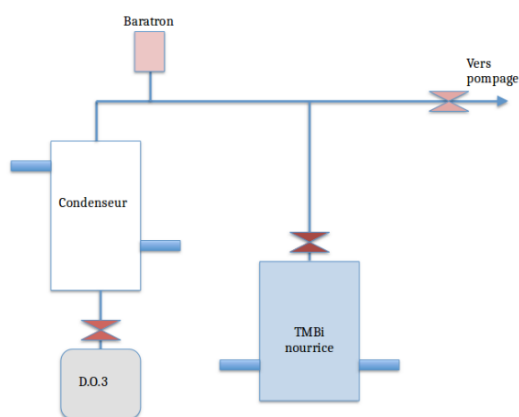


FIGURE 2.11 Schéma du remplissage de DO3 par le TMBi.



FIGURE 2.12 Photo du remplissage de DO3 par le TMBi.

Le principe de PECHE est le même que celui de DO3. Le photon γ incident possède une probabilité de 47 % d'interagir selon l'effet photoélectrique. Le photoélectron primaire produit est énergétique et relativiste : il va donc perdre une partie de son énergie par effet Cherenkov. Les photons lumineux émis par effet Cherenkov sont détectés par le MCP-PMT. La figure 2.13 propose un schéma explicatif du détecteur PECHE.

La mise en œuvre de PECHE est ainsi plus simple que celle de DO3, grâce à l'utilisation d'un cristal au lieu d'un liquide.

Le PbF_2

Dans les travaux de Korpar [2, 3], le cristal PbF_2 est utilisé dans des projets de développement pour la TEP décrits partie 3.5. Ce cristal possède un numéro atomique élevé ($Z=100$). De plus, sa forte densité (7.66 g/cm^3) et sa courte longueur d'interaction (9 mm) en font un très bon milieu de détection favorisant l'effet photoélectrique. Ce cristal possède aussi la caractéristique d'être un bon radiateur Cherenkov. L'énergie seuil de l'effet Cherenkov étant à 100 keV dans le PbF_2 , le photoélectron de 423 keV produit une vingtaine de photons lumineux. Les photons lumineux se propagent dans le cristal à partir de 250 nm et seront ensuite détectés par le photodétecteur. Le choix a été fait pour le cristal de PbF_2 de lui donner une épaisseur de 10 mm , soit légèrement plus qu'une longueur d'interaction.

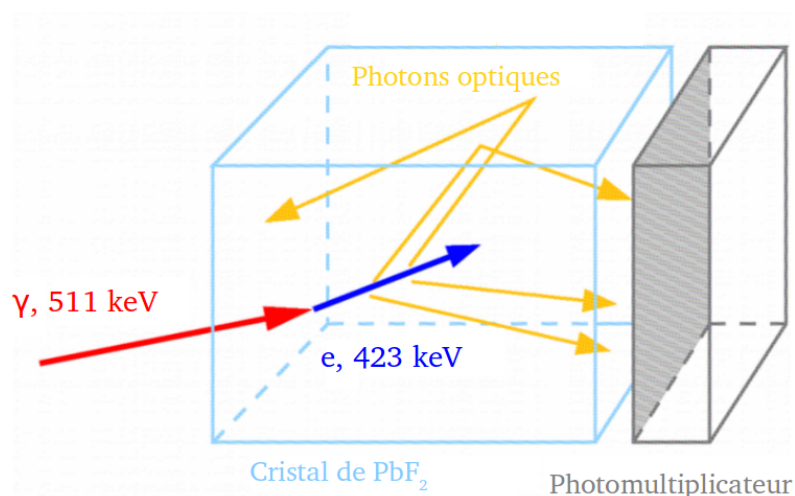


FIGURE 2.13 Schéma explicatif du détecteur PECHE : le γ 511 keV interagit dans le cristal (ici, par effet photoélectrique). Il émet donc un électron de 423 keV. Cet électron, relativiste et énergétique, va perdre une partie de son énergie par effet Cherenkov. Les photons lumineux émis par effet Cherenkov sont détectés par le MCP-PMT.

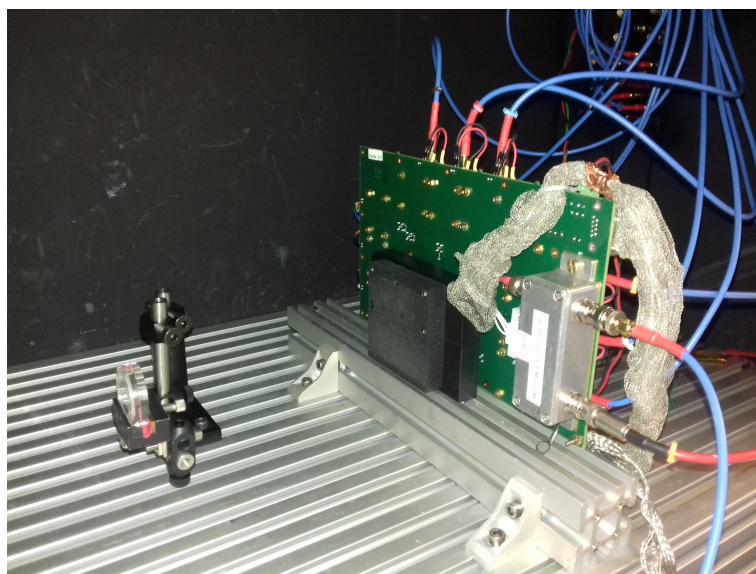


FIGURE 2.14 Photo du détecteur PECHE sur le banc de test.

2 Couplage optique

Nous verrons dans le chapitre 3 que le choix de l'interface entre le milieu de détection et la photocathode du MCP-PMT est très important pour maximiser l'efficacité de détection des photons. Le nombre de photons Cherenkov étant assez faible, il va falloir optimiser la collection lumineuse en limitant les effets de réflexion dus aux indices optiques. La photocathode du MCP-PMT, en saphir, possède un indice optique de 1.78 et la vitre

fermant le corps de chambre du TMBi est également en saphir. Cependant, en laissant de l'air entre la fenêtre et la photocathode, les photons Cherenkov peuvent être réfléchis. Il faut donc optimiser le couplage optique en rajoutant un gel dont l'indice optique correspond. Ce gel optique doit également être transparent aux longueurs d'onde des photons Cherenkov. Le choix s'est donc porté sur un gel optique [50] d'indice optique 1.52 à 400 nm transparent à 300 nm et au-delà.

Une alternative à ce gel optique est une résine, appelée *Meltmount Media*. Son indice optique est de 1.73 à 400 nm, donc plus proche de l'indice du saphir (1.78). Cependant, il n'est transparent qu'à 400 nm et au-delà [52].

Le graphe 2.15 montre la variation de l'indice de réfraction du gel optique OCF452 et du Meltmount Media en fonction de la longueur d'onde, à partir de leur seuil de transparence.

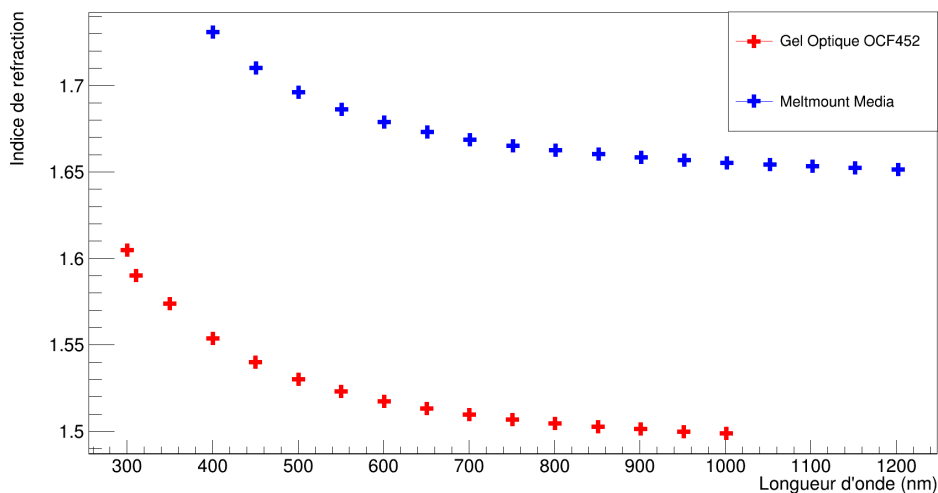


FIGURE 2.15 Indice de réfraction du gel optique OCF452 (en rouge) et du Meltmount Media (en bleu).

Afin de trouver une alternative aux pertes de lumière engendrées par le gel optique ou le Meltmount Media, notre réflexion s'est portée sur le collage moléculaire, pour le cristal de PbF_2 . Le principe du collage par adhérence moléculaire est basé sur la mise en contact direct des deux surfaces de saphir et de PbF_2 , c'est-à-dire sans l'utilisation d'un matériau spécifique (colle, cire, métal à basse température de fusion...). Une telle opération nécessite que les surfaces à coller soient suffisamment lisses, d'une rugosité inférieure à 1 nm et une planarité inférieure à 1 μm , exemptes de particules ou de contamination (en particulier par des hydrocarbures). Lorsque l'on met les surfaces en contact, les forces de Wan der Walls entre les deux surfaces sont alors assez élevées pour provoquer l'adhérence moléculaire. Ces forces attractives sont d'autant plus importantes que la distance entre les deux surfaces est faible. En outre, elles dépendent de la nature des surfaces et du milieu qui les sépare. Pour la plupart des collages moléculaires, on est ainsi amené à considérer deux familles de surfaces : les hydrophiles et les hydrophobes. La différence principale existant entre ces surfaces est la présence de films d'eau, correspondant à quelques monocouches

moléculaires, adsorbée sur les surfaces hydrophiles. Dans beaucoup d'applications, les collages sont réalisés à température et à pression ordinaires, après un nettoyage chimique des surfaces. De façon générale, le renforcement des énergies de collage est obtenu par la mise en œuvre d'un traitement thermique. Plus la température sera haute, plus les énergies de collage seront fortes. Au-delà d'une certaine température dépendant en particulier du nettoyage avant collage des surfaces (hydrophiles ou hydrophobes), la majorité des liaisons entre les deux surfaces deviendra des liaisons covalentes.

Jugée trop exigeante en traitement de surface et donc difficilement applicable sur la fenêtre du PMT, nous avons examiné une autre idée : il s'agirait de déposer directement la couche photocathode sur le cristal et ainsi éliminer totalement la réflexion totale entre la photocathode et le cristal. Cette idée, perspective intéressante, sera développée dans le chapitre 5.

Des simulations ont donc été faites pour calculer l'efficacité du détecteur avec le gel optique, le Meltmount Media et le collage moléculaire. La méthode du calcul de l'efficacité sera développée dans le chapitre 3. Néanmoins, les valeurs du tableau 2.1 provenant des résultats de la simulation éclairent sur le choix à faire. On observe en premier lieu que le collage moléculaire permet d'augmenter l'efficacité du détecteur. Cependant, nous avons vu dans le paragraphe précédent les contraintes technologiques dues à son utilisation trop exigeantes. Notre choix se porte donc sur le gel optique OCF452, qui sera utilisé sur le détecteur PECHE et sur DO3.

Couplage	Cristal de 10 mm	Cristal de 20 mm	DO3
Gel Optique OCF452	22.4 %	29.6 %	37.5 %
Meltmount Media	19.9 %	26.5 %	38.6 %
Collage moléculaire	36.4 %	45.5 %	

TABLE 2.1 Valeurs de l'efficacité des détecteurs PECHE et DO3 en fonction du couplage optique cristal - vitre de saphir : gel optique, Meltmount Media ou collage moléculaire. Deux épaisseurs de cristal sont étudiées : 10 mm et 20 mm.

3 MCP-PMT

Les photons lumineux émis par effet Cherenkov doivent être détectés pour reconstruire le signal. Afin d'améliorer la résolution temporelle, l'utilisation du MCP-PMT par rapport à des photomultiplicateurs classiques est la principale nouveauté de DO3 par rapport à DO2.

3.1 Présentation des MCP-PMT utilisés

Nous avons vu dans le chapitre 1 les différents types de photodétecteurs classiquement utilisés en TEP. Le photodétecteur que nous utilisons doit répondre à plusieurs critères :

- la photocathode doit avoir une bonne efficacité quantique aux longueurs d'onde des photons lumineux incidents, c'est-à-dire de 250 à 450 nm.
- le bruit propre du photodétecteur doit être le plus faible possible au seuil d'un photoélectron. En effet, les photons lumineux émis ne sont que de l'ordre de la vingtaine par photoélectron primaire. Beaucoup n'arriveront pas à la photocathode : le photodétecteur doit être sensible à la détection d'un ou deux photons lumineux.
- le photodétecteur doit être le plus rapide possible, c'est-à-dire que la dispersion en temps du signal, TTS, (pour *Transit Time Spread*) doit être la plus faible possible, afin d'optimiser la résolution temporelle globale du détecteur.

Ces différents paramètres représentent un challenge technologique pour le photodétecteur que nous utilisons. Notre choix s'est porté sur un MCP-PMT de Photonis, le Planacon XP85012 [53]. On le voit figure 2.16 et monté sur la carte électronique figure 2.17.



FIGURE 2.16 MCP-PMT Planacon XP85012 de Photonis.

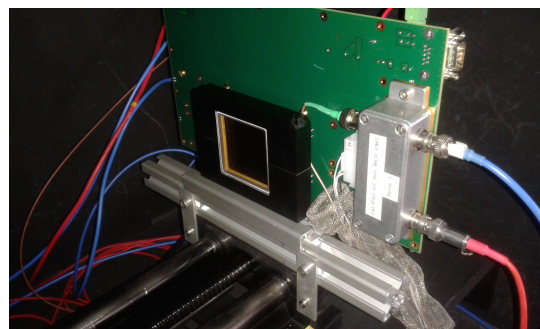


FIGURE 2.17 MCP-PMT attaché à la carte d'électronique de lecture, monté sur le banc optique dans la chambre noire.

Avec une aire active de $53 \times 53 \text{ mm}^2$, ce MCP-PMT nous laisse la possibilité de construire un démonstrateur de bonne taille. Les 2 MCP sont en chevron, et le diamètre des pores est de $25 \mu\text{m}$. Un diamètre plus petit permet de gagner en résolution temporelle, mais un diamètre plus grand permet d'augmenter l'efficacité. Nous allons voir tout au long de

ce travail qu'il s'agit à chaque fois de trouver un équilibre entre résolution temporelle et efficacité afin d'optimiser ces deux paramètres essentiels de nos projets. Il y a ensuite une structure de 8×8 anodes (chacune anode mesurant $6.625 \times 6.625 \text{ mm}^2$), soit 64 anodes.

Différentes caractéristiques (gain, taux de comptage obscur, TTS) données dans les spécifications de Photonis [53], nécessaires à la compréhension des résultats des expériences qui seront mises en place pour la mesure de la résolution temporelle et de l'efficacité globale de détection de D03 et de PECHE, seront mesurées.

- le gain d'amplification est de l'ordre 10^6 jusqu'à 10^7 ;
- le bruit de fond donné est de l'ordre de la centaine de Hz par centimètre carré ;
- la résolution temporelle pour un seul photo-électron est de l'ordre de 80 ps (FWHM).

Nous travaillons avec deux MCP-PMT, de même référence Planacon XP85012. Ils portent les numéros 9002038 et 9002039. Le MCP-PMT 9002039 possède un défaut de fabrication dans un coin. Le MCP-PMT 9002038 est monté sur DO3.

3.2 Efficacité de détection du MCP-PMT

La valeur de l'efficacité de détection du MCP-PMT possède deux composantes.

Efficacité quantique de la photocathode Lorsqu'un photon optique arrive sur la photocathode, un photoélectron a une certaine probabilité d'être extrait. Cette probabilité est l'efficacité quantique QE (pour *Quantum Efficiency* en anglais) de la photocathode. La photocathode est en bialkali (d'indice de réfraction 2.36 à 400 nm) et transparente de 200 à 650 nm. Dans le datasheet du MCP-PMT [53], l'efficacité quantique de la photocathode n'a pas été mesurée dans les mêmes conditions que les nôtres. Les mesures du datasheet, visibles sur la figure 2.18 ont été faites à l'interface air-verre et verre-photocathode et dans notre cas, les photons optiques traversent l'interface gel optique-saphir, avant d'arriver à la photocathode. Les réflexions de Fresnel subies par les photons sont donc différentes. Dans la simulation, en se basant sur le datasheet de Photonis, nous avons recalculé l'efficacité de photocathode nue, corrigée des réflexions de Fresnel à l'interface air-verre et verre-photocathode. Cette efficacité est tracée sur la figure 2.19, en fonction de la longueur d'onde du photon incident.

Efficacité de collection des charges Lorsque le photoélectron est extrait de la photocathode, il est accéléré vers la galette de micro-pores. Il peut entrer directement dans un pore ou rebondir entre 2 anodes et réémettre un électron secondaire qui rejoindra ensuite le pore, avec un retard par rapport à l'électron entrant directement. Pour que le détecteur possède l'excellente résolution temporelle attendue, il faut considérer uniquement les électrons ayant rejoint directement une voie. Il apparaît donc un facteur géométrique de

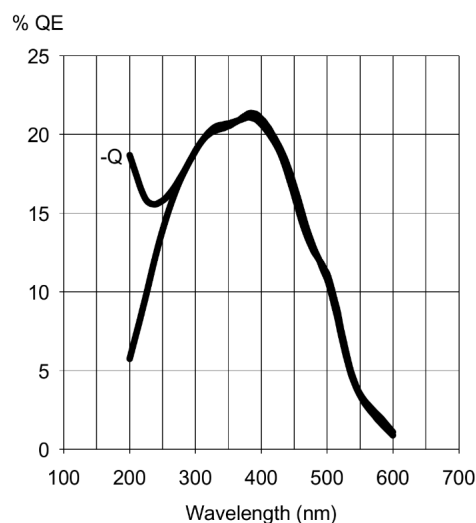


FIGURE 2.18 Valeur de l'efficacité quantique de détection du MCP-PMT en fonction de la longueur d'onde, mesurée dans l'air avec une vitre de verre [53].

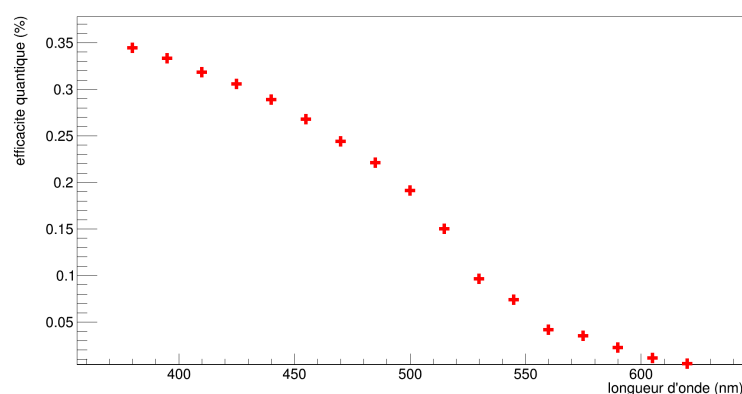


FIGURE 2.19 Efficacité quantique de la photocathode, c'est-à-dire probabilité d'extraire un photoélectron lors de l'incidence d'un photon lumineux, en fonction de la longueur d'onde du photon lumineux, telle qu'elle est implémentée dans la simulation de PECHE et DO3.

collection des charges. D'après la publication [54], on estime à 60 % ce facteur d'efficacité de photocollection.

En multipliant ces 2 facteurs, pour un photon optique arrivé à la photocathode, on obtient environ 20 % d'efficacité de détection.

3.3 Mise sous tension du MCP-PMT

La figure 2.20 présente la structure du MCP-PMT. Nous voyons qu'il y a deux types de signaux que nous pouvons extraire du MCP-PMT : le signal de sortie dit de cathode ou de galette et le signal des anodes. À la sortie des deux galettes de micro-canaux, le signal

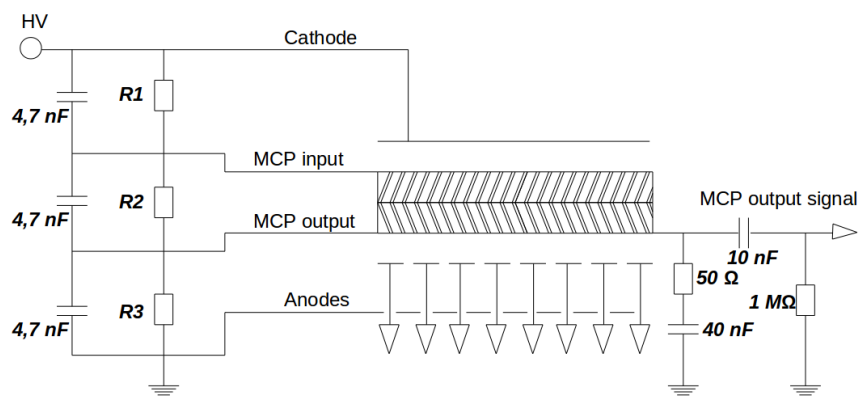


FIGURE 2.20 Schéma interne du MCP-PMT et pont diviseur de tension. Le signal peut être lu de deux façons : en lisant chacune des anodes, ou grâce à la sortie *MCP output signal* qui est le signal de cathode pour toutes les anodes.

est induit sur les 64 anodes. Le signal de cathode correspond à la somme de toutes les anodes. Les signaux d'anode sont des signaux très rapides, tel qu'on le voit figure 2.21, avec un temps de montée de 10 à 90 % de l'amplitude de l'ordre de 700 ps. Le signal de cathode est plus lent, à cause de la valeur de la capacité plus élevée, avec temps de montée de 10 à 90 % de l'amplitude de l'ordre de 2 ns.

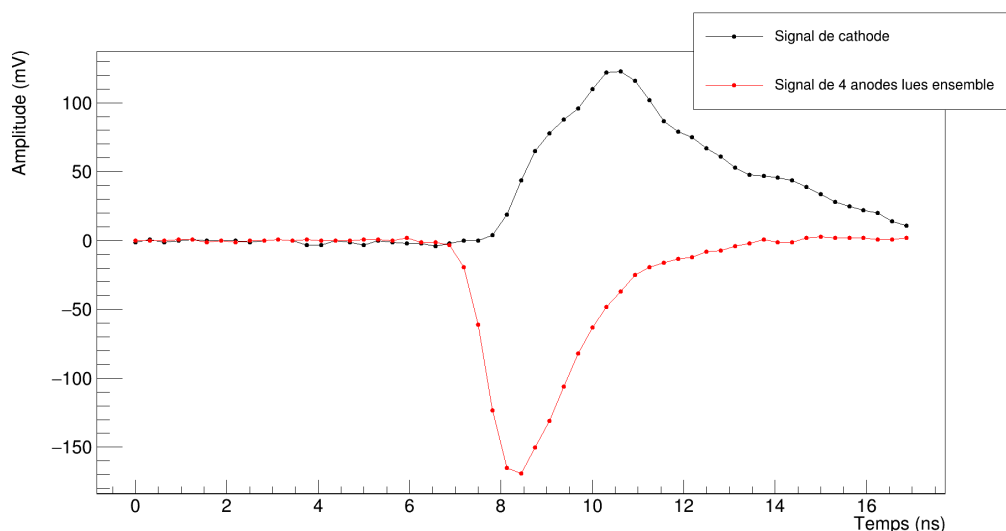


FIGURE 2.21 Exemple de signaux de cathode et d'anode, pour le même événement.

Le pont diviseur de tension du MCP-PMT, présenté figure 2.20, est utilisé pour créer une différence de tension sur le MCP-PMT. En modifiant les valeurs des trois résistances **R1**,

R2 et **R3** on modifie les tensions **U1**, **U2** et **U3** aux bornes des résistance R1, R2 et R3. Connaissant les valeurs du pont diviseur de tension, nous accédons facilement aux valeurs des tensions U1, U2 et U3, en fonction de la haute tension (HV) appliquée :

$$U_i = \frac{R_i}{\sum_j R_j} \cdot HV \quad (2.6)$$

R2 est remplacée par R2', la résistance équivalente à R2 et à R_{MCP} , la résistance due aux galettes de micro-canaux : $R2' = \frac{R2 \cdot R_{MCP}}{R2 + R_{MCP}}$

Lorsque les photons Cherenkov arrivent sur la photocathode, ils transmettent leur énergie (la totalité moins l'énergie de liaison des électrons) aux électrons liés du matériau constituant la photocathode et ceux-ci sont alors éjectés. La différence de potentiel appliquée (**U1**) entre la surface intérieure de la photocathode et l'entrée de la première galette va extraire ces photoélectrons et les accélérer jusqu'à la galette de micro-canaux. Ainsi, en augmentant cette différence de potentiel, on facilite l'extraction des photoélectrons de la photocathode et on réduit la dispersion de la trajectoire des photoélectrons, ce qui contribuera à diminuer la dispersion du TTS du MCP-PMT. Cependant, augmenter cette différence de potentiel augmente aussi le bruit d'obscurité du MCP-PMT : les photoélectrons éjectés spontanément de la photocathode seront plus nombreux.

Une fois que le photoélectron arrive à la surface de la galette de micro-canaux, il va être multiplié dans les pores. Le corps de la galette est en verre, donc isolant, et est constitué de canaux de très faible diamètre, revêtus sur leurs parois internes d'une très mince couche résistive, douée de la propriété d'émission électronique secondaire avec un coefficient supérieur à l'unité, tandis qu'une différence de potentiel (**U2**), établie entre les extrémités des revêtements crée dans les canaux un champ électrique longitudinal. Avec cette disposition, le photoélectron, pénétrant dans les canaux sous des angles divers, donne lieu à une suite d'émissions électroniques secondaires sur les revêtements internes, de sorte qu'à la sortie des canaux, le nombre d'électrons est fortement accru par rapport à celui du faisceau primaire.

La différence de potentiel (**U3**) appliquée entre la sortie de la deuxième galette et les anodes va accélérer la gerbe d'électrons vers les anodes.

	R1 (MΩ)	R2 (MΩ)	R3 (MΩ)	U1 (V)	U2 (V)	U3 (V)
Pont diviseur n1	0.5	5	0.5	183.7	1632.7	183.7
Pont diviseur n2	2.2	10	1	392.9	1428.6	178.6

TABLE 2.2 Valeurs des résistances R1, R2 et R3 et des tensions U1, U2 et U3(pour une tension appliquée aux bornes du MCP-PMT de 2000V) des deux ponts diviseurs de tension étudiés.

Les valeurs recommandées par Photonis pour le MCP-PMT sont de 500 V, 2000 V et 500 V respectivement pour U1, U2 et U3. La tension maximale qui peut être appliquée

est de 2400 V. Le courant maximal des anodes est de $3 \mu\text{A}$. Compte tenu de toutes ces caractéristiques, nous étudions deux ponts diviseurs de tension possédant les valeurs des résistances R1, R2 et R3 présentées dans le tableau 2.2. À partir des valeurs de ces résistances, on peut calculer les tensions U1, U2 et U3 pour une tension appliquée aux bornes du MCP-PMT de 2000V. On observe, dans le tableau 2.2 que U2 est plus élevée dans le pont diviseur de tension n1 que dans le pont diviseur de tension n2. On s'attend donc que le gain soit plus élevé dans le premier cas que dans le second, à même tension appliquée. Cependant, ce qui nous intéresse particulièrement est la résolution temporelle du PMT. Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'augmenter la différence de potentiel U1 facilite l'extraction du photoélectron de la photocathode (intéressant pour obtenir une efficacité élevée) mais que cela réduit également la dispersion des trajectoires des photoélectrons, donc améliore la résolution temporelle.

Avec un laser nous mesurons la différence de temps d'arrivée entre le signal d'anode et le trigger du laser. À 2000V, la distribution de cette différence de temps, visible figure 2.22 possède une largeur à mi-hauteur de 94.7 ps avec le pont diviseur de tension n1 et 85.7 ps avec le pont diviseur de tension n2.

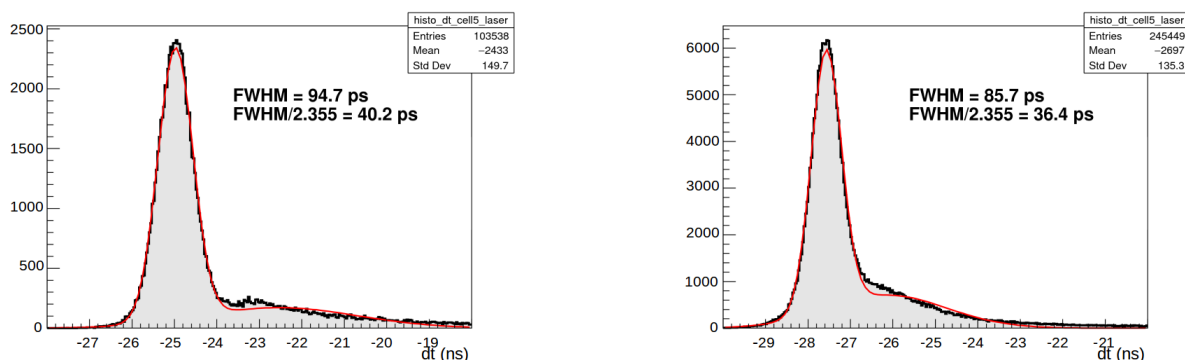


FIGURE 2.22 Distribution de la différence en temps entre le signal du MCP-PMT et le trigger du laser. À gauche, la distribution obtenue avec le pont diviseur de tension n1 présente une largeur à mi-hauteur de 94.7 ps. À droite, obtenue avec le pont diviseur de tension n2, la distribution possède une largeur à mi-hauteur de 85.7 ps.

Afin d'optimiser la résolution temporelle du MCP-PMT, nous avons donc choisi le pont diviseur de tension n2.

Le PMT Planacon XP85012 possède 64 anodes qui permettent de lire le signal. Afin de réduire le nombre de voies de lecture, nous avons regroupé par 4 les anodes. Dans une première configuration, à gauche de la figure 2.23, les 28 anodes extérieures ont mises à 50Ω . Les 36 anodes centrales sont lues 4 par 4. Sur la carte électronique de droite, toutes les anodes sont lues 4 par 4, soit 16 voies de sorties. La carte à 16 voies a été installée en septembre 2017 sur DO3.

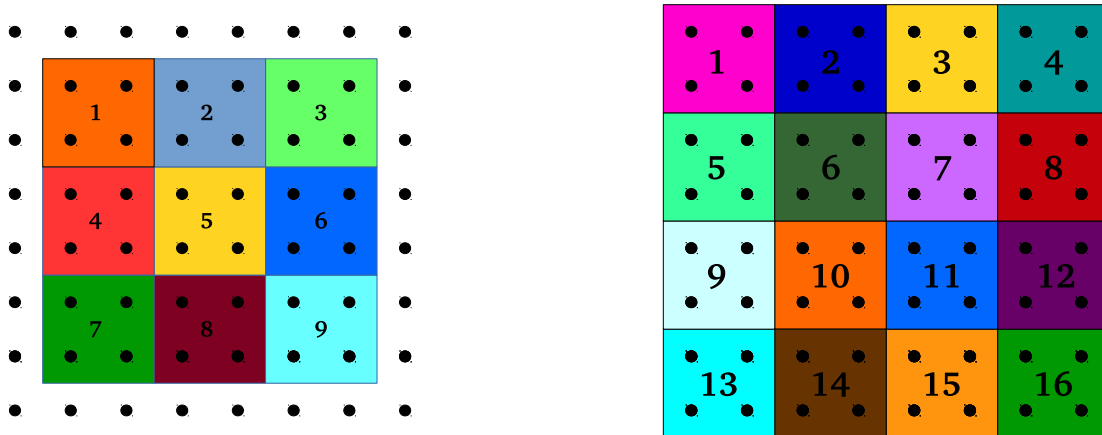


FIGURE 2.23 Les deux cartes électroniques de lecture des 64 anodes : à gauche, configuration à 9 voies, à droite, configuration à 16 voies.

3.4 Mesures effectuées sur les MCP-PMT

Dans toutes ces mesures, on note **PMT 1** le MCP-PMT 9002038 et **PMT 2** le MCP-PMT 9002039.

3.4.1 Mesures du gain

Un des premiers tests effectués fut la mesure du gain de chacun des deux MCP-PMT. Pour cela, les MCP-PMT ont été montés sur la carte électronique, tel qu'on le voit figure 2.17. La voie centrale de chaque PMT, dite voie 5, est câblée avec un amplificateur de gain 24 dB et de bande passante 2.7 GHz.

Le schéma de l'expérience est visible figure 2.24. Les photons lumineux sont envoyés sur la photocathode du MCP-PMT par un laser dont la largeur du faisceau est de 20 ps (FWHM), avec un taux de répétition de jusqu'à 1 MHz [55]. Un cache noir, avec un trou central de diamètre variable, est placé devant le MCP-PMT afin de n'éclairer qu'une seule anode de lecture. Le laser est en mode *single photon*, c'est-à-dire qu'on l'atténue de manière à ce qu'un seul photon arrive à la photocathode.

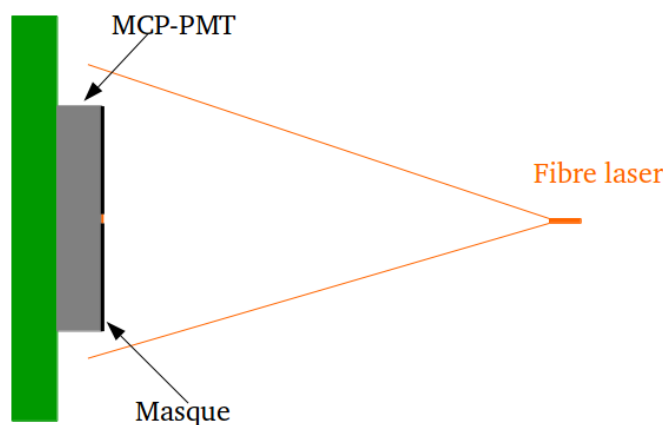


FIGURE 2.24 Schéma de l'expérience de mesure du gain du PMT. Un masque noir est mis devant le PMT, possédant une ouverture de quelques μm .

Pour calculer le nombre moyen de photoélectrons générés par le laser, nous utilisons la Loi de Poisson. La probabilité P d'observer n photoélectrons est :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu} \quad (2.7)$$

avec $\mu = \frac{\text{taux d'acquisition par canal de lecture}}{\text{fréquence du laser}}$

La fréquence du laser est réglée à 10 kHz. Nous observons par voie de lecture un taux d'acquisition d'une trentaine de Hertz.

$$\mu = \frac{30}{10^4} = 3 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{P(2)}{P(1)} \simeq 1\%$$

La probabilité d'observer un seul photon étant largement dominante sur la probabilité d'observer 2 photons, nous sommes bien en mode *single photon*.

Le signal de la voie centrale, ainsi que le trigger du laser sont envoyés sur le module SAMPIC, qui déclenche en coïncidence entre ces 2 signaux. La tension aux bornes du MCP-PMT est réglée à -2000 V. Les traces de la voie 5 sont enregistrées et l'amplitude de chaque signal, calculée hors-ligne, est visible sur la figure 2.25.

Pour ce test, le signal d'anode a été amplifié avec l'amplificateur **ZKL-2R7+**, de gain de 24 dB. On voit ici la complexité du choix des amplificateurs : il faut que le gain soit assez important pour lire le signal (sans amplificateur, le signal aurait une amplitude d'une

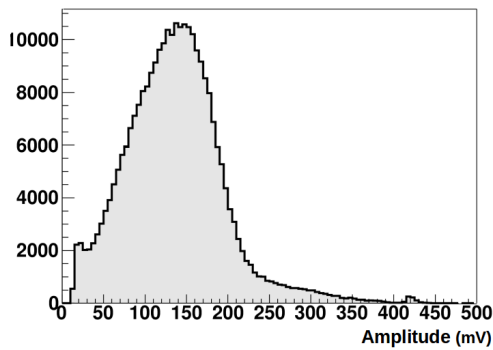


FIGURE 2.25 Spectre en amplitude des signaux enregistrés pour la voie du PMT 1 en coïncidence avec le laser, à une tension de -2000V.

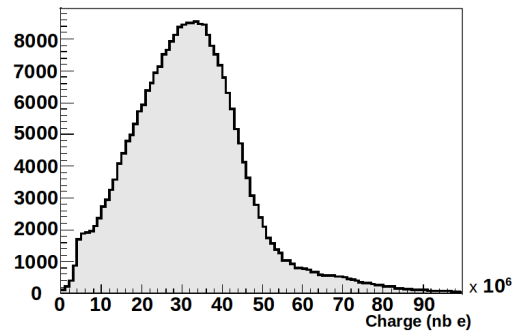


FIGURE 2.26 Spectre en charge des signaux enregistrés pour la voie du PMT 1 en coïncidence avec le laser, à une tension de -2000V.

dizaine de mV à 2000 V, la tension la plus haute que nous appliquons). Mais si le gain de l'amplificateur est trop élevé, le signal dépassera la fenêtre du SAMPIC. De plus, la bande passante doit être assez large à cause de la rapidité des signaux (~ 700 ps de temps de montée) mais une trop large bande passante rajoute du bruit.

Compte tenu de ces contraintes, nous avons principalement étudié 2 amplificateurs, l'amplificateur ZKL-1R5+ et l'amplificateur ZKL-2R7+, tous les deux de la marque Mini-Circuits [56].

- **ZKL-1R5+** gain typique de 40 dB, bande passante de 10 à 1500 MHz, bruit de 3 dB ;
- **ZKL-2R7+** gain typique de 24 dB, bande passante de 10 à 2700 MHz, bruit de 5 dB.

Le calcul du gain se fait à partir des signaux acquis :

$$\text{gain(MCP-PMT)} = \frac{\text{intégrale du signal}}{R \cdot e \cdot \text{gain(ampli)}} \quad (2.8)$$

avec $R = 50 \Omega$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C et $\text{gain(ampli)} = 16$.

Pour cela, on trace le spectre en charge des signaux enregistrés, c'est-à-dire l'intégrale des signaux divisée par 50 Ohm et par e , la charge élémentaire. La figure 2.26 présente le spectre en charge (en nombre d'électrons) à une tension de -2000V, pour le PMT 1. On détermine le maximum de ce spectre, et on divise cette valeur par le gain de l'amplificateur.

Le graphe 2.27 présente le gain de chaque PMT en fonction de la tension appliquée. On observe que le gain du PMT 2 est plus élevé que celui du PMT 1, mais tous deux ont le même ordre de grandeur.

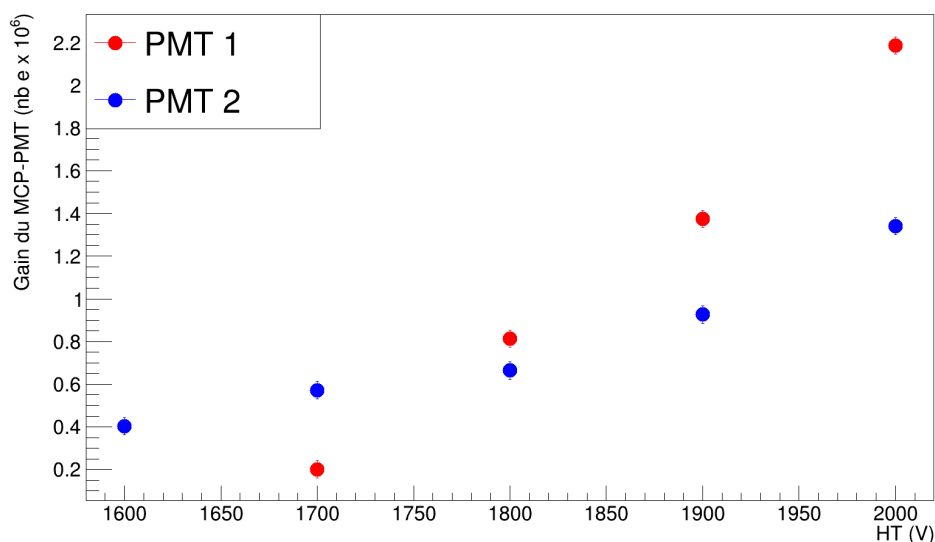


FIGURE 2.27 Variation du gain des deux PMT en fonction de la haute tension appliquée. Les barres d'erreurs sont cachées par les points.

3.4.2 Dark Count Rate

Afin de caractériser les MCP-PMT, il est nécessaire de connaître le bruit d'obscurité du MCP-PMT, c'est-à-dire le *Dark Count Rate* ou DCR. Le datasheet [53] nous spécifie une valeur 100 Hz/cm^{-2} de DCR pour les MCP-PMT. Nous allons donc compter le nombre d'évènements à différentes tensions appliquées aux bornes du MCP-PMT et comparer ces valeurs avec celles du datasheet.

Pour cela, on compte le nombre d'évènements avec le module SAMPIC. Lorsqu'on enregistre les signaux, on atteint une limite dans l'acquisition, qui est de l'ordre de 10 kHz dans le mode d'enregistrement ASCII, et 70 kHz en binaire. Cette limite doit être divisée par le nombre de voies acquises. En revanche, on peut augmenter cette vitesse de lecture si on ne sauvegarde pas les évènements sur le disque. Nous avons décidé de compter les évènements, pendant 60 secondes, sans les écrire. Nous ne comptons qu'une seule voie à la fois et on a réduit l'échantillonnage du signal à un seul échantillon. Ainsi, une vitesse de lecture de 300 kHz est atteinte.

Nous avons mesuré le DCR des 2 MCP-PMT, à partir du signal d'une anode centrale. Le seuil de déclenchement est réglé à -20 mV. On compte simplement le nombre d'évènements dépassant ce seuil. La figure 2.28 montre la mesure de DCR, par seconde et par centimètre carré, pour une anode centrale du PMT 1 et du PMT 2. On remarque que le PMT 2 déclenche beaucoup plus que pour le PMT 1. Pour le PMT 1, le DCR est inférieur à la centaine de Hz/cm^{-2} attendue. Pour le PMT 2, elle est supérieure entre 1800 V et 2000 V, mais reste compatible.

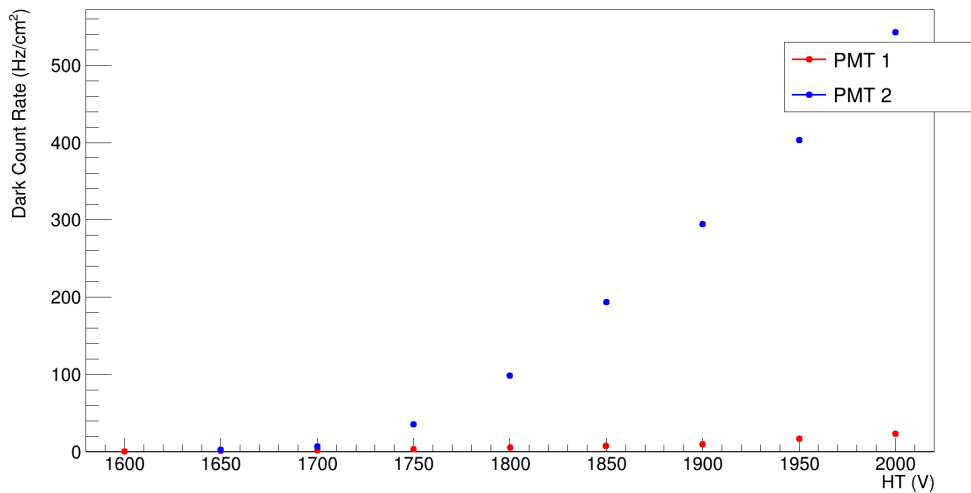


FIGURE 2.28 Mesure du Dark Count Rate du PMT 1 et du PMT 2 par seconde et par centimètre carré, en fonction de la haute tension appliquée. Les barres d'erreurs sont cachées par les points.

Afin d'observer la différence de comptage entre les voies, on déclenche sur le signal de galette, à 20 mV. On acquiert 10036 coïncidences. On regarde les signaux des anodes acquises en coïncidence et on mesure leur amplitude. Si celle-ci est supérieure à 10 mV, on remplit l'histogramme 2.29. On remarque que la somme des événements par voie est supérieure au nombre de coïncidences, plusieurs voies ont donc eu un signal supérieur à 10 mV en même temps. On observe également que la voie 13, en bas à droite, compte beaucoup plus que les autres.

3.4.3 Mesure du TTS au centre du MCP-PMT

La datasheet [53] du MCP-PMT nous donne une valeur de TTS de 80 ps (FWHM). Ce TTS peut varier s'il est mesuré au centre ou au bord du MCP-PMT.

Le schéma de l'expérience de la mesure du TTS au centre du MCP-PMT est visible sur la figure 2.24. de la même manière que lors de la mesure du gain du MCP-PMT, le laser illumine, en mode *single photon* le MCP-PMT. Un cache noir est placé devant, afin de n'éclairer l'anode centrale.

Les mesures sont faites sur le PMT 2. Dans cette expérience, nous mesurons la différence de temps entre le trigger du laser et le signal de l'anode centrale. L'histogramme de la figure 2.30 montre la distribution de cette différence de temps. On observe une largeur à mi-hauteur de (79.1 ± 0.8) ps. La queue de la distribution est assez longue : il s'agit des électrons extraits de la photocathode qui n'ont pas rejoint directement un pore de la galette mais qui, en rebondissant, ont réémis un ou plusieurs électrons secondaires.

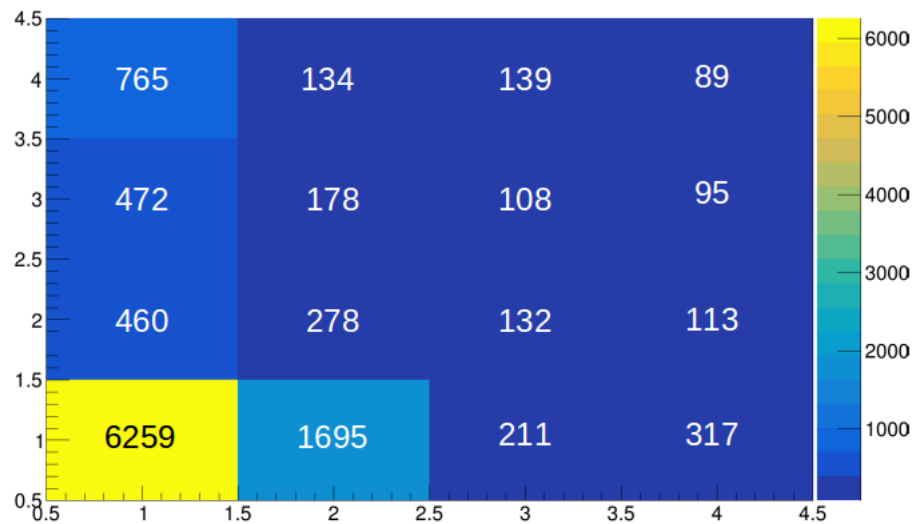


FIGURE 2.29 Taux de comptage par voies, en comptant les signaux dont l'amplitude est supérieur à 10 mV, en ayant déclencher sur le signal de galette, à 20 mV. On a acquis 10036 événements.

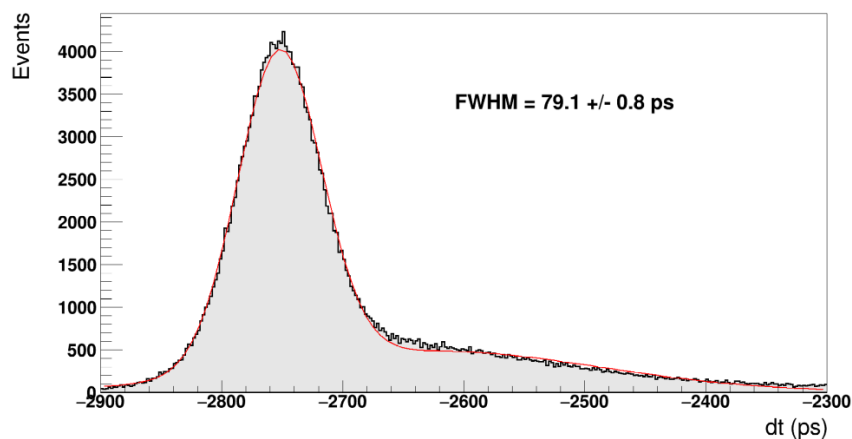


FIGURE 2.30 Différence de temps entre le signal d'une anode centrale du MCP-PMT et le trigger du laser.

Le TTS du MCP-PMT ne va pas donc s'exprimer simplement à l'aide du pic principal mais la queue de la distribution doit être prise en compte. Cette distribution peut être fittée par une somme de deux gaussiennes. On obtient $\sigma_{pic} = (36.1 \pm 0.1)$ ps et $\sigma_{queue} = (133.0 \pm 0.5)$ ps.

4 Sampic

De l'intérêt de reconstruire le temps de vol avec une précision de 5 ps (RMS)

Nous l'avons vu précédemment : pour atteindre la résolution temporelle souhaitée pour PECHE et DO3 (respectivement de 100 ps et 150 ps), il est nécessaire d'optimiser tous les composants de la chaîne d'acquisition. Il nous faut donc travailler avec un module d'électronique de lecture le plus rapide possible, pouvant échantillonner des signaux très courts (temps de montée de l'ordre de 700 ps), et lire en même temps un grand nombre de canaux. Pour faciliter le traitement hors-ligne des signaux, différents modes de déclenchement (*trigger*) sont souhaités, ainsi qu'une reconstruction en ligne des estimateurs de temps. Tous ces caractéristiques se retrouvent dans le module SAMPIC.

Cette partie est inspirée de M. Saimpert dans [57].

La puce SAMPIC (*sampler for picosecond time*) [58] [59] est un circuit intégré à application spécifique (ASIC pour *application-specific integrated circuit*) qui fut conçu (première version sortie en 2013) pour lire des détecteurs de temps de vol et effectuer des mesures avec une résolution temporelle de 5 ps RMS.

4.1 La puce SAMPIC

La grande majorité des systèmes électroniques de précision pour la mesure de temps est actuellement basée sur des TDC (pour *time to digital converters*). Les TDC à haute résolution reposent sur l'association d'un compteur qui fournit une mesure de temps grossière et d'une ligne à retard prédéfinie pour la mesure fine (*delay locked loops* ou DLL). La résolution finale de la mesure est alors souvent limitée par le pas de la DLL. Les puces les plus performantes arrivent néanmoins à une résolution d'environ 20 ps RMS.

Par ailleurs, les signaux en sortie d'un détecteur de particules sont analogiques alors qu'un TDC est conçu pour un signal d'entrée numérique. Il est donc nécessaire d'opérer une conversion numérique avant la mesure du temps. Cette conversion est typiquement effectuée par un discriminateur rapide. Cependant, l'étalement en amplitude du signal induit souvent un effet dit de *time walk*, illustré dans la figure 2.31, même si celui-ci est en principe corrigé a posteriori des acquisitions. De plus, le discriminateur introduit un gigue (jitter) supplémentaire à ajouter à celui du TDC, sa précision affectant directement la mesure.

Afin de pallier ces limitations, une nouvelle approche est adoptée dans la puce SAMPIC, basée sur le principe de *waveform TDC*. Dans ce type de système, une mémoire analogique est ajoutée en parallèle de la ligne à retard. Un échantillonnage analogique rapide du signal

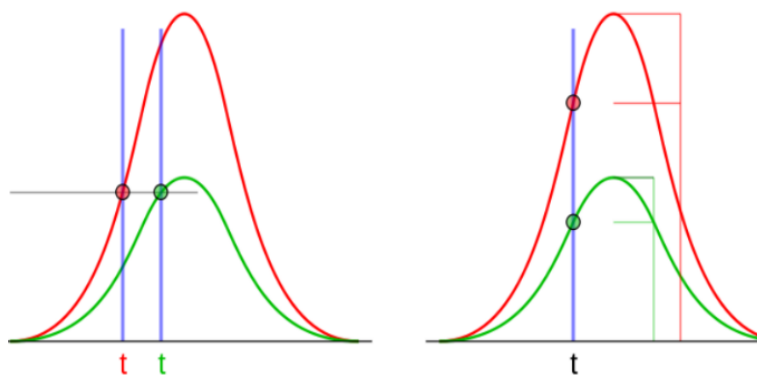


FIGURE 2.31 Illustration de l'effet de *time walk* (gauche) : dans le cas d'une discrimination basée sur un seuil de déclenchement fixe, le temps mesuré variera en fonction de l'amplitude du signal, engendrant une dégradation de la résolution de la mesure. La puce SAMPIC effectue un échantillonnage rapide du signal permettant d'implémenter des algorithmes plus complexes, basés par exemple sur des seuils normalisés à l'amplitude du signal (droite).

d'entrée est alors effectué de manière continue. Un discriminateur est présent, mais il ne sert plus qu'à déclencher l'acquisition et n'est plus critique pour la mesure de temps réalisée à partir des échantillons numérisés. En effet, plusieurs échantillons de part et d'autre de la position du signal de déclenchement sont enregistrés (64 dans SAMPIC) et exploitables par la suite. Ceux-ci permettent par ailleurs d'améliorer considérablement la résolution grâce à la possibilité d'un traitement hors-ligne plus poussé (interpolations, traitement de signal, ...).

SAMPIC est un ASIC mettant en œuvre le principe de waveform TDC pour 16 canaux indépendants. Le signal d'entrée est envoyé à la fois dans :

- **64 cellules analogiques d'échantillonnages** : l'échantillonnage rapide du signal est réalisé par 64 cellules. Dans le cas du déclenchement d'une acquisition, les 64 échantillons sont figés et numérisés en parallèle via des convertisseurs analogique/numérique (ADC, pour *analog-to-digital converter*) type Wilkinson, propre à chaque canal.
- **Discriminateur** : l'échantillonnage de chaque canal est commandé soit par le discriminateur propre au canal, soit par un signal de déclenchement externe. Un retard variable peut être ajouté à la sortie du discriminateur afin de garder plus d'échantillons après le déclenchement. Ce dernier est ajustable indépendamment pour chaque canal.

4.2 Intégration et pilotage

La puce SAMPIC est intégrée dans un boîtier incluant une ou deux cartes filles, intégrant chacune une puce. Les cartes filles sont elles-mêmes reliées à une carte mère permettant

le contrôle général du système ainsi que la lecture des données en sortie. Un logiciel contrôlant les paramètres d'acquisition et permettant la visualisation et la sauvegarde des données enregistrées par la puce est également disponible. Il permet par ailleurs la mesure en ligne de paramètres basiques (bruit, amplitude, différence de temps entre deux canaux, ...) afin de vérifier rapidement la bonne qualité de l'acquisition en cours, ainsi que l'extraction de l'amplitude, le temps et laisse la possibilité de sauvegarder la forme du signal ou uniquement ces caractéristiques.

Une photographie du système complet est montrée dans la figure 2.32. Il nécessite uniquement une alimentation électrique de 5 V et un ordinateur pour fonctionner. L'ordinateur peut être connecté au boîtier par USB 3.0 ou Ethernet Gigabit. Par ailleurs, il est possible de synchroniser le dispositif avec une horloge externe, qui peut alors être utilisée pour le déclenchement ou au contraire pour mettre un veto sur le déclenchement. Le boîtier présente 16 ou 32 canaux d'entrée en fonction du nombre de cartes filles installées. Les entrées se font à l'aide de connecteurs MCX, qui ont l'avantage d'être très compacts.



FIGURE 2.32 Photographie du boîtier complet intégrant les deux puces SAMPIC, qui est le composant rectangulaire noir situé sur la face supérieure bien visible sur la photographie. Le boîtier inclut une carte fille (correspondant à la carte placée sur le dessus) et une carte mère (carte du dessous) permettant le contrôle général du système ainsi que la lecture des données en sortie.

Le logiciel de contrôle associé au dispositif fonctionne sur les plateformes Windows. Une prise d'écran de l'interface graphique du logiciel est montrée dans la figure 2.33. Les principaux paramètres configurables via le logiciel sont :

- **Paramètres d'échantillonnage** : la fréquence d'échantillonnage, allant de 1.6 à 10.2 milliard d'échantillons par seconde (GS/s), la ligne de base, allant de 0.1 à 1.1 V et la gamme de conversion pour l'ADC (8, 9, 10 ou 11 bits).
- **Paramètres de déclenchement** : mode de déclenchement (externe ou basé sur le discriminateur du canal), seuils de déclenchement et polarité du signal (positif/négatif).

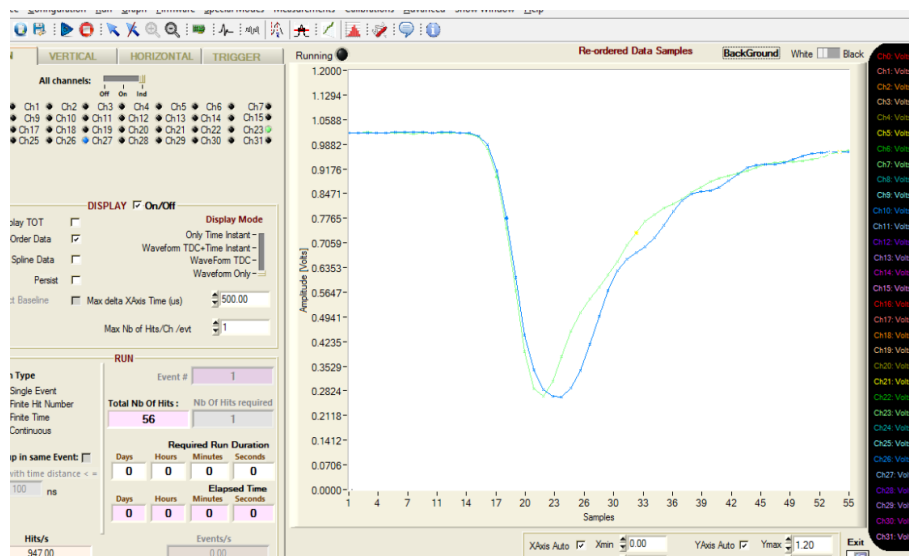


FIGURE 2.33 Prise d'écran dans l'interface graphique du logiciel de contrôle de SAMPIC. Celui-ci permet entre autres la configuration de la puce (panneau de gauche) et la visualisation de données échantillonnées à l'écran (panneau de droite).

- **Paramètres d'acquisition** : format de données (ASCII ou binaire), taille maximale des fichiers d'acquisition, longueur de l'acquisition, nombre d'événements enregistrés, etc.

Pour atteindre les performances optimales, les données brutes acquises par le SAMPIC nécessitent des corrections (en temps et amplitude) basées sur des calibrations préalables. Ces corrections réalisées automatiquement par le software permettent ainsi d'améliorer la résolution temporelle de 15 ps (RMS) avant correction à 5 ps (RMS).

Le logiciel peut également être utilisé afin de visualiser des données pendant l'acquisition ou enregistrées au préalable. Il permet aussi de réaliser quelques mesures préliminaires simples comme une estimation du bruit dans un ou plusieurs canaux (RMS noise) ou une visualisation de l'histogramme de la différence de temps entre deux canaux.

4.3 Le traitement des données

Afin de reconstruire le temps d'arrivée des différents signaux, deux algorithmes principaux peuvent alors être exécutés :

- **Discriminateur à fraction constante** (CFD, pour *constant fraction discriminator*) [60] : un CFD classique et un CFD amélioré. Cet estimateur sera exposé en détail dans la section 1 du chapitre 4.
- **Corrélation-Croisée** (cet algorithme, basé sur la connaissance de la forme du signal et développé dans [61] n'a pas été utilisé dans notre étude)

Le logiciel du SAMPIC permettant le calcul en-ligne du temps du signal, nous verrons dans le chapitre 4 la différence dans nos résultats entre la reconstruction du temps en ligne et hors ligne.

Chapitre 3

Efficacité de détection

Cette mesure d'efficacité globale de détection est présentée comme une réponse à la question : lorsqu'un photon γ de 511 keV arrive sur le cristal PbF_2 ou le liquide TMBi, quelle probabilité a-t-on de le détecter ?

La source ^{22}Na produit un positron qui s'annihile. L'annihilation émet deux γ dos-à-dos. Nous pouvons utiliser ces deux γ pour mesurer l'efficacité avec la méthode *tag & probe*. Le détecteur *tag* détecte le premier γ . Le deuxième détecteur, en face du premier, est utilisé comme un détecteur *probe*, c'est-à-dire le détecteur dont on mesure l'efficacité. Comme détecteur *tag*, nous utilisons le détecteur YAP constitué d'un cristal cylindrique scintillant de YAP :Ce, couplé à un PMT. Le détecteur *probe* est le détecteur PECHE puis DO3.

1 Contributions principales dans la mesure de l'efficacité de PECHE et DO3

L'objectif de cette partie est de discuter des principales contributions à l'efficacité des détecteurs PECHE et DO3, de l'arrivée du γ sur le détecteur, jusqu'au signal issu du MCP-PMT.

1.1 Efficacité de conversion du γ dans le détecteur

Le γ de 511 keV possède une probabilité de conversion dans le PbF_2 ou le TMBi qui dépend de la longueur d'atténuation du milieu et de son épaisseur.

- PECHE : longueur d'atténuation du cristal de 9 mm, épaisseur du cristal de 10 mm.
- DO3 : longueur d'atténuation du TMBi de 29 mm, épaisseur du TMBi de 50 mm.

Ainsi, dans PECHE, la probabilité d'interagir dans le cristal est de 0.671, soit par effet Compton, soit par effet photoélectrique. Dans DO3, la probabilité d'interagir dans le TMBi de 0.822.

Les histogrammes 3.1, issus de la simulation Geant4, nous montrent la distribution de la position du vertex d'interaction du γ 511 keV dans le cristal (à gauche) ou le liquide (à droite). On observe que la plupart des interactions ont lieu proche de la surface d'entrée ($Z = 0$) et que le nombre d'interactions diminue en s'éloignant de la surface d'entrée, en accord avec la loi $e^{-Z/\lambda}$ (où λ est la longueur d'atténuation du milieu).

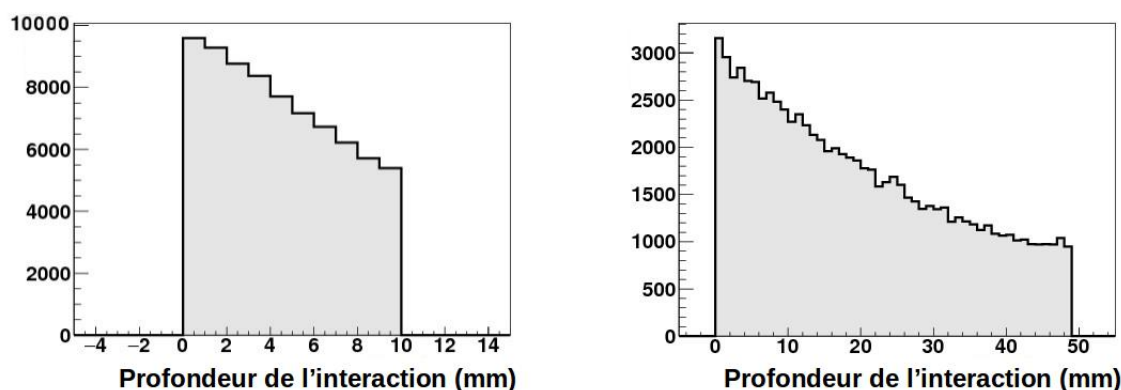


FIGURE 3.1 Coordonnées de l'interaction du γ de 511 keV dans le PbF_2 (à gauche) et dans le TMBi (à droite).

Le γ de 511 keV a une probabilité de 46 % d'interagir par effet photoélectrique dans le PbF_2 et de 47,9 % d'interagir par effet photoélectrique dans le TMBi. La figure 3.2 montre l'énergie des électrons produits par l'interaction du γ dans le TMBi, calculée par simulation. On observe, jusqu'à 341 keV, l'énergie des électrons produits par l'interaction du γ de 511 keV par effet Compton. Les 3 pics photoélectriques de 420 keV, 495 keV et 507 keV correspondent à la production d'un électron issu respectivement des couches K, L et M de l'atome de Bismuth qui a interagi avec le γ de 511 keV par effet photoélectrique. Le plateau entre 341 et 420 keV et entre 421 et 494 keV est dû aux γ ayant déposé une première partie de leur énergie par effet Compton puis la totalité de leur énergie restante par effet photoélectrique. La majorité des photoélectrons produits ont une énergie de 420 keV. En effet, lors de l'interaction par effet photoélectrique du γ avec un atome de Bismuth ou de Plomb, c'est principalement un électron de la couche K qui est éjecté.

1.2 Emission des photons Cherenkov

Le seuil théorique d'émission des photons optiques par effet Cherenkov est de 100 keV pour le PbF_2 et de 143 keV pour le TMBi. La majorité des photoélectrons produits par photoionisation dans le PbF_2 et le TMBi ont respectivement une énergie de 423 keV et de 420 keV. Ainsi, ils sont suffisamment énergétiques pour émettre des photons Cherenkov.

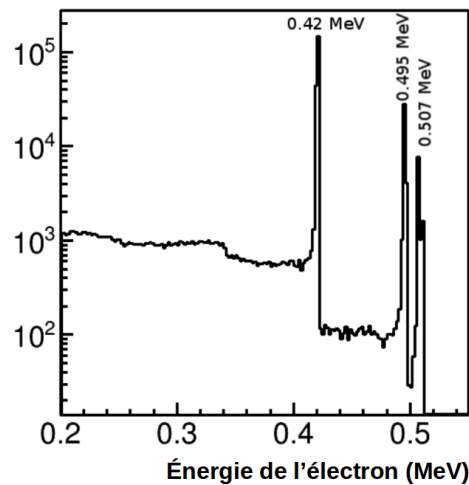


FIGURE 3.2 Simulation de l'énergie des électrons produits par l'interaction du γ dans le TMBi ([48])

L'histogramme 3.3 montre le nombre de photons optiques émis par effet Cherenkov, dans le cas où le 511 keV a interagi dans le PbF_2 par effet photoélectrique. On observe qu'il y a en moyenne 22 photons optiques émis par photoélectron. Sachant que les énergies des photoélectrons produits dans le PbF_2 et le TMBi sont très proches, on considère qu'ils émettent le même nombre de photons optiques.

Cependant, le nombre de photons optiques produits dépend de l'énergie de l'électron. Dans certains cas, le γ de 511 keV a pu déposer dans le milieu de détection une partie de son énergie par effet Compton et ainsi produire un électron dont l'énergie est inférieure à l'énergie du photoélectron produit lorsque le γ interagit par effet photoélectrique. Cet électron peut néanmoins produire des photons Cherenkov. Issue de la publication [48] détaillant le prototype DO2, la figure 3.4 nous montre l'efficacité de détection en fonction de l'énergie de l'électron. Comme nous l'avons observé sur la figure 3.2, les électrons dans le TMBi possèdent majoritairement une énergie de 420 keV, qui est mise en évidence sur la figure 3.4 par la flèche rouge. Ainsi, pour ces électrons de 420 keV, on atteint une efficacité de détection de 88 %. En descendant vers des énergies plus basses d'électrons émis par effet Compton, l'efficacité décroît. Le détecteur est donc plus efficace à détecter des électrons émis par photoionisation que des électrons émis par l'effet Compton. Cet effet est important pour limiter naturellement le nombre d'événements ayant diffusé (*scatter*) dans le corps du patient ou dans le détecteur car ce type de détecteur optique ne permet pas de mesurer l'énergie du γ .

1.3 Pertes lumineuses

Au passage des interfaces optiques, on perd une partie importante des photons optiques, à cause des réflexions de Fresnel et de l'absorption des photons lumineux dans les milieux

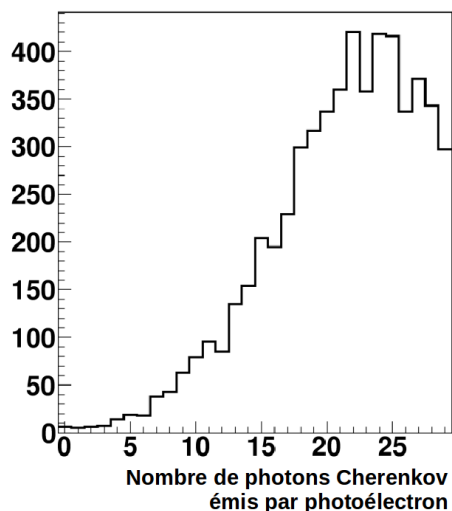


FIGURE 3.3 Nombre de photons optiques émis par effet Cherenkov par un photoélectron de 423 keV dans le cristal PbF_2 , calculé par simulation.

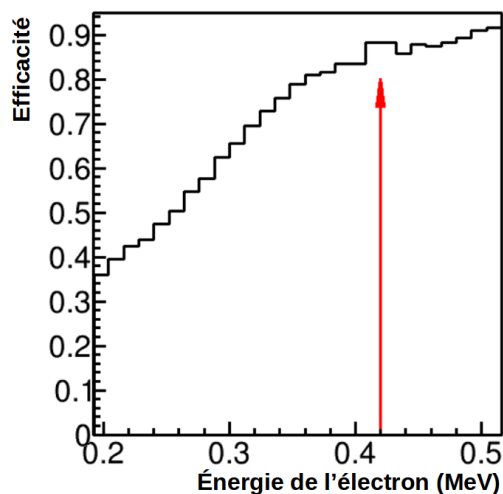


FIGURE 3.4 Efficacité de détection en fonction de l'énergie de l'électron généré dans le TMBi. La flèche rouge indique 420 keV, l'énergie des principaux électrons produits par le TMBi. Cet histogramme provient de la simulation de DO2 [48], possédant une épaisseur de TMBi de 3 cm et un PMT avec l'efficacité plus élevée.

rencontrés. Ces phénomènes dépendent de la longueur d'onde des photons lumineux.

1.3.1 Réflexion à l'interface optique

PECHE Dans le cas de PECHE, les photons lumineux sont produits dans le cristal PbF_2 , traversent le gel optique et arrivent sur la fenêtre de saphir du MCP-PMT. Le tableau 3.1 résume les indices optiques des différents composants de PECHE à 400 nm.

	PbF_2	gel optique	saphir
indice de réfraction à 400 nm	1.82	1.57	1.78

TABLE 3.1 Indices optiques des différents composants de PECHE à 400 nm.

Lors de l'incidence d'un rayon lumineux sur un matériau, la lumière peut être absorbée, transmise ou réfléchi. Afin d'augmenter l'efficacité du détecteur, on désire maximiser la transmission de la lumière. Lorsque le rayon incident donne naissance à un rayon réfléchi unique, la réflexion est dite spéculaire. Dans le cas contraire, la réflexion est dite diffuse. La réflexion des rayons lumineux dépend des indices optiques du milieu incident et du milieu d'arrivée. La réflexion sera d'autant plus importante que la différence des indices optiques

sera élevée. On comprend donc ici l'intérêt d'un gel optique d'un indice de réfraction plus proche du PbF_2 et du saphir que celui de l'air.

Lorsque le rayon lumineux passe d'un milieu d'indice n_1 à un milieu d'indice n_2 inférieur, les lois de Snell-Descartes impliquent une **réflexion totale** du rayon lumineux à partir d'un certain angle d'incidence, appelé **angle limite**. Ce phénomène s'applique donc au passage cristal-gel optique. La 3^{me} loi de Descartes s'écrit :

$$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2) \quad (3.1)$$

avec i_1 et i_2 les angles respectivement des rayons incident et réfracté, par rapport à la normale. On appelle θ l'angle limite du rayon incident au-delà duquel il y a phénomène de réflexion totale.

$$i_1 = \theta \Leftrightarrow i_2 = 90^\circ \quad (3.2)$$

On a donc :

$$n_1 \cdot \sin(\theta) = n_2 \Rightarrow \theta = \text{Arcsin}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (3.3)$$

Ainsi pour un rayon lumineux passant du PbF_2 au gel optique, on a : $\theta = 59.6^\circ$. Tous les rayons arrivant donc à l'interface avec un angle de 59.6° par rapport à la normale seront complètement réfléchis. Cette valeur d'angle est valable pour 400 nm. Le même calcul appliqué au passage PbF_2 -air nous donne une valeur de 33.3° d'angle limite. On remarque donc que l'utilisation du gel optique permet de diminuer les pertes par réflexion totale par rapport à l'air.

Si le rayon lumineux n'est pas réfléchi complètement, tout le rayon n'est pas transmis entièrement. Il existe toujours un phénomène de **réflexion partielle** dépendant des indices optiques. On calcule donc le coefficient de réflexion à chaque longueur d'onde lorsque les photons passent du PbF_2 au gel optique, puis du gel optique à la vitre de saphir. Le coefficient de réflexion se calcule ainsi :

$$R_{n_1-n_2} = \frac{(n_2 \cdot \cos(i_2) - n_1 \cdot \cos(i_1))^2}{(n_2 \cdot \cos(i_2) + n_1 \cdot \cos(i_1))^2} \quad (3.4)$$

Il est calculé pour tous les angles d'incidences et tout indice optique du photon lumineux incident. Sous incidence normale, à 400 nm, $R_{\text{PbF}_2 - \text{gel optique}} = 0.62\%$ et $R_{\text{gel optique} - \text{saphir}} = 0.64\%$. Ce phénomène est donc négligeable.

DO3 On effectue le même travail pour DO3. Les photons lumineux sont produits dans le TMBi, rencontrent la vitre de saphir fermant le corps de chambre, puis le gel optique et arrivent sur la fenêtre de saphir du MCP-PMT. Les propriétés optiques du TMBi ont été mesurées par E. Ramos dans le document [49] : l'index optique du TMBi, la longueur d'atténuation du TMBi et l'absorption du TMBi, en fonction de la longueur d'onde. La figure 3.5 montre la variation de l'indice de réfraction du TMBi mesuré en fonction de la longueur d'onde.

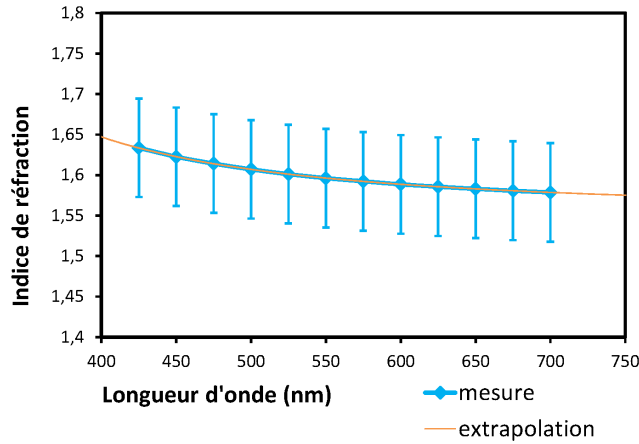


FIGURE 3.5 Indice de réfraction du TMBi en fonction de la longueur d'onde, mesuré par E. Ramos dans sa thèse ([49]). Les barres d'erreurs représentent une incertitude systématique.

	TMBi	saphir	gel optique
indice de réfraction à 400 nm	1.64	1.78	1.52

TABLE 3.2 Indices optiques des différents composants de DO3 à 400 nm.

Le tableau 3.2 résume les indices optiques des différents composants de DO3 à 400 nm. On voit ici qu'il y aura un phénomène de réflexion totale au passage du saphir vers le gel optique. L'angle limite θ au-delà duquel le rayon lumineux est totalement réfléchi, d'après l'équation 3.3 vaut 61.9° .

Pour que, à l'interface saphir-gel optique, l'angle d'incidence des rayons lumineux soit supérieur à 61.9° , il faut que le rayon incident à l'interface TMBi-saphir soit supérieur à 73.2° . On a ainsi un angle limite nettement supérieur à celui de PECHE.

On a également un phénomène de réflexion partielle à chaque changement de milieu et on calcule, avec l'équation 3.4, à 400 nm, sous incidence normale, $R_{TMBi - saphir} = 0.14\%$. On observe que l'équation 3.4 est valable quel que soit le sens de la lumière. On a donc $R_{gel\ optique - saphir} = R_{saphir - gel\ optique} = 0.64\%$, calculé dans le cas du TMBi.

1.3.2 Transparence des milieux

Les photons Cherenkov sont émis entre 250 nm et 700 nm. Le tableau 3.3 montre la longueur d'onde minimale pour laquelle le milieu est encore transparent.

Dans le cas de PECHE, on observe que c'est le gel optique qui possède la coupure la plus haute, à 300 nm. L'histogramme 3.6, à gauche, extrait de la simulation, présente la

	PbF ₂	TMBi	gel optique	saphir
λ (nm)	250	380	300	150

TABLE 3.3 Longueur d'onde minimale pour laquelle le milieu est encore transparent.

distribution des longueurs d'onde des photons optiques arrivant à la photocathode. C'est une distribution typique des photons émis par radiation Cherenkov, la dépendance en $\frac{1}{\lambda^2}$ est bien visible. On voit bien la coupure à 300 nm due au gel optique. On observe également quelques événements de longueur d'onde inférieure à 300 nm : il s'agit de quelques photons optiques produits dans la vitre de saphir avant d'arriver sur la photocathode. À cause de la limite inférieure à 300 nm, environ 30 % des photons optiques sont absorbés dans le gel optique.

Pour DO3, on observe que cette fois-ci, c'est le TMBi dont la coupure sur la transparence est la plus élevée ; ainsi, les photons optiques ne se propagent qu'à partir de 380 nm. Nous pouvons voir, sur l'histogramme 3.6 à droite, comme dans le cas de PECHE, quelques événements dont la longueur d'onde est inférieure à 380 nm, qui correspondent à des photons optiques produits dans l'une des deux vitres de saphir.

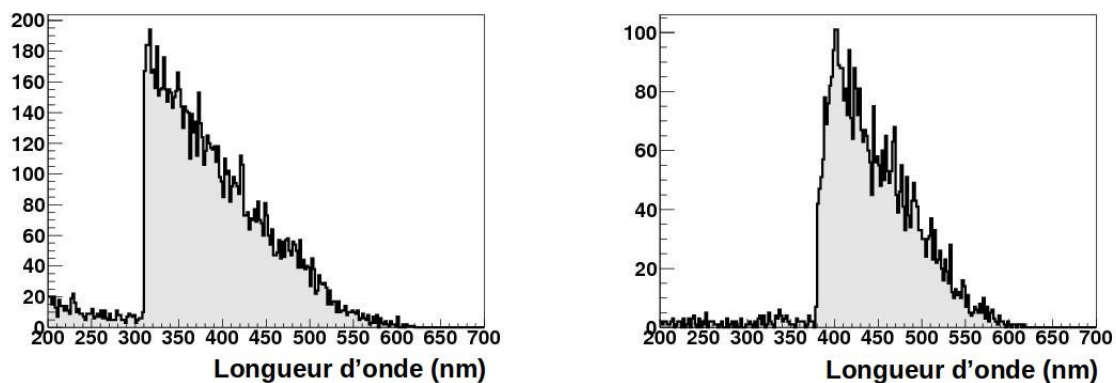


FIGURE 3.6 Simulation de la distribution des longueurs d'onde des photons optiques émis par radiation Cherenkov, à leur arrivée sur la photocathode, pour PECHE, à gauche, et DO3, à droite.

1.4 Efficacité de détection du MCP-PMT

L'efficacité de détection du MCP-PMT a été discutée dans le chapitre 2, partie 3. En tenant compte de l'efficacité quantique de la photocathode et de l'efficacité de collection de charges, nous l'avons estimée à 20 %, qui sera implémentée dans la simulation Geant4 des détecteurs PECHE et DO3.

1.5 Simulations Geant4

Afin d'estimer les valeurs attendues d'efficacité et de résolution temporelle pour DO3 et PECHE, nous avons réalisé une simulation Geant4 basée sur un modèle Monte-Carlo avec les paramètres discutés précédemment pour le cristal PbF_2 , le TMBi, le couplage optique ; l'efficacité de détection du MCP-PMT et son temps de dispersion.

Le TMBi et le PbF_2 sont décrits avec leur composition chimique, leur densité et leurs propriétés optiques. La majorité des interfaces optiques entre les milieux est modélisée très simplement. Dans le cas où les photons lumineux rencontrent une interface entre deux milieux transparents, ce sont les lois de Descartes qui s'appliquent, grâce aux indices de réfraction que l'on a spécifiés pour les deux milieux. Le MCP-PMT est modélisé par sa vitre de saphir et la photocathode bialkali. La vitre de saphir est d'épaisseur 3 mm, de formule chimique Al_2O_3 , de densité 4 g/cm^3 et d'indice de réfraction de 1.78 à 400 nm. La photocathode est en bialkali, composée de K (potassium) à 13.3 %, Sb (antimoine) à 41.5 % et de Cs (césium) à 45.2 %.

Pour PECHE, on attend une efficacité globale de détection du γ 511 keV de 34.6 % et pour DO3, 37.5 %.

2 Mesure de l'efficacité

La figure 3.8 illustre l'expérience. Le détecteur dont on veut mesurer l'efficacité (PECHE sur la photo ; le même setup est ensuite monté avec DO3) est placé sur le banc de test, aligné avec un détecteur de référence (à droite), le détecteur YAP, et entre les deux la source radioactive ^{22}Na , considérée comme ponctuelle.

La source ^{22}Na est un émetteur β^+ , elle émet donc un positron qui s'annihilera avec un électron pour émettre 2 photons γ de 511 keV, dos-à-dos. Quasi-simultanément de l'émission du positron, la source ^{22}Na émet, isotropiquement, un γ de 1.27 MeV. Le schéma de désintégration de la source ^{22}Na est visible sur la figure 3.7.

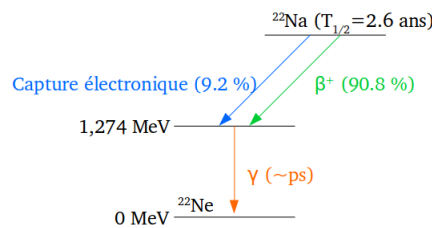


FIGURE 3.7 Schéma de désintégration de la source ^{22}Na .

Dans cette expérience, on cherche à mesurer l'efficacité du détecteur par rapport au γ de 511 keV. Il faudra donc tenir compte dans le calcul de l'efficacité de ce γ de 1.27 MeV qui pourra être détecté soit par le détecteur PECHE ou DO3, soit par le détecteur YAP.

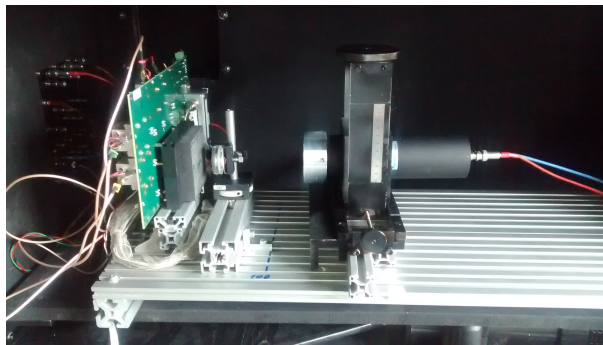


FIGURE 3.8 Banc de test pour la mesure de l'efficacité du détecteur PECHE. À gauche, le détecteur PECHE, aligné avec le détecteur YAP, à droite, et au milieu, la source radioactive ^{22}Na .

Les distances PECHE-source et source-YAP sont déterminées en fonction de l'angle solide désiré. Le schéma sur la figure 3.9 représente, à l'échelle, les distances entre les détecteurs et la source, et la taille de la surface des détecteurs. Pour mesurer l'efficacité de PECHE, on regarde d'abord si un γ de 511 keV est entré dans le YAP. Si oui, on cherche un signal en coïncidence dans PECHE. Ainsi, on voit grâce au schéma qu'il est nécessaire

que l'angle solide de PECHE soit supérieur à l'angle solide du YAP. Cette première condition passée, on va devoir trouver un compromis : plus le YAP est proche de la source, plus le rapport signal sur bruit sera bon, et le taux d'acquisition important. Cependant rapprocher PECHE de la source augmente la probabilité de détecter le γ de 1.27 MeV et ainsi surestime l'efficacité.

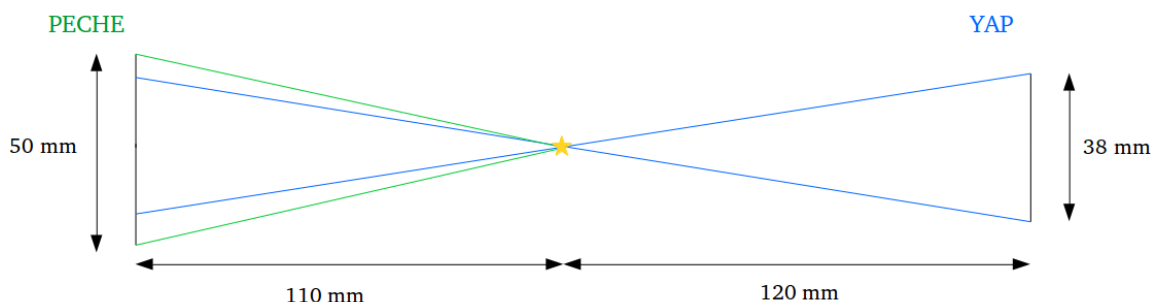


FIGURE 3.9 Visualisation de la différence d'angle solide de PECHE et du YAP.

Finalement, le tableau 3.4 résume les différentes distances choisies, les angles solides des détecteurs et les probabilités de détecter le troisième γ .

	PECHE	DO3
$d(\text{YAP-}^{22}\text{Na})$	120 (mm)	180 (mm)
$d(\text{détecteur-}^{22}\text{Na})$	110 (mm)	145 (mm)
$\Omega(\text{détecteur})$	0.08	0.03
$\Omega(\text{YAP})$	0.21	0.12
$P_{1.27}(\text{YAP})$	0.64 %	0.24 %
$P_{1.27}(\text{détecteur})$	1.67 %	0.96 %

TABLE 3.4 Distances entre la source et les détecteurs, angles solides du YAP, de PECHE et de DO3 et probabilité de détecter le γ de 1.27 MeV dans le YAP, PECHE et DO3.

L'efficacité de PECHE ou DO3 se calculant de la même manière, nous utiliserons le terme *détecteur* pour décrire indifféremment PECHE et DO3. L'efficacité se calcule comme :

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{détecteur}}}{N_{\text{YAP}}} \quad (3.5)$$

avec :

- N_{YAP} est le nombre de déclenchements du détecteur YAP pouvant sélectionnés. La sélection de ces événements sera faite en énergie autour du pic photoélectrique, $E_1 < E < E_2$ ($E_{1,2}$ étant les bornes de coupure), afin de rejeter une grande partie des événements qui correspondent à la détection d'un γ de 1.27 MeV.
- $N_{\text{détecteur}}$ est le nombre de déclenchements dans le détecteur enregistrés en coïncidence avec les événements sélectionnés dans le YAP, ce qui permet de rejeter le bruit

du MCP-PMT (bruit propre du MCP-PMT, radioactivité naturelle, rayonnements cosmiques...).

Incertitude statistique sur la mesure d'efficacité - Loi de Bernoulli

On peut modéliser la détection des photons de 511 keV dans le démonstrateur comme une épreuve de Bernoulli : pour chaque photon traversant le détecteur, il existe une probabilité p que ce photon soit détecté (succès) et une probabilité $1-p$ qu'il ne soit pas détecté (échec). La succession de N épreuves correspond alors à la mesure d'efficacité effectuée sur les N photons incidents (N étant le nombre d'événements mesurés dans le pic de détection photoélectrique du cristal YAP). On appelle X la variable aléatoire qui compte le nombre de déclenchements de DO3 ou PECHE devant N photons incidents. On suppose donc que X suit une loi de Bernoulli de paramètres N et p . On calcule alors sa variance comme $V(X) = Np(1-p)$.

La mesure d'efficacité correspond alors à $\varepsilon = \frac{X}{N}$. L'incertitude sur la mesure d'efficacité peut alors s'exprimer comme l'écart-type de cette variable aléatoire :

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{\sigma(X)}{N} = \frac{\sqrt{Np(1-p)}}{N} = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N}} \quad (3.6)$$

Dans notre cas, p correspond alors à l'efficacité mesurée. Ainsi,

$$\sigma(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N_{YAP}}} \quad (3.7)$$

Mesure de l'efficacité de détection de PECHE et DO3

On déclenche l'acquisition sur les signaux du YAP et on enregistre les canaux de lecture du YAP et du détecteur étudié. Afin de lire la surface totale du MCP-PMT, on enregistre le signal de cathode. Une fois l'acquisition terminée, on commence par tracer le spectre d'amplitude des signaux du YAP. Ce spectre est ensuite calibré en énergie, visible sur la figure 3.10. On peut mettre en évidence 4 zones distinctes dans le spectre, correspondant à 4 phénomènes de détection des photons γ émis par la source radioactive. Le premier pic correspond aux photons γ de 511 keV qui déposent une partie de leur énergie par effet Compton. Le deuxième pic correspond aux photons γ de 511 keV qui déposent toute leur énergie par effet photoélectrique. Le troisième pic est celui des photons γ de 1.27 MeV qui déposent une partie de leur énergie par effet Compton, et le dernier pic est celui des photons γ de 1.27 MeV qui déposent toute leur énergie par effet photoélectrique.

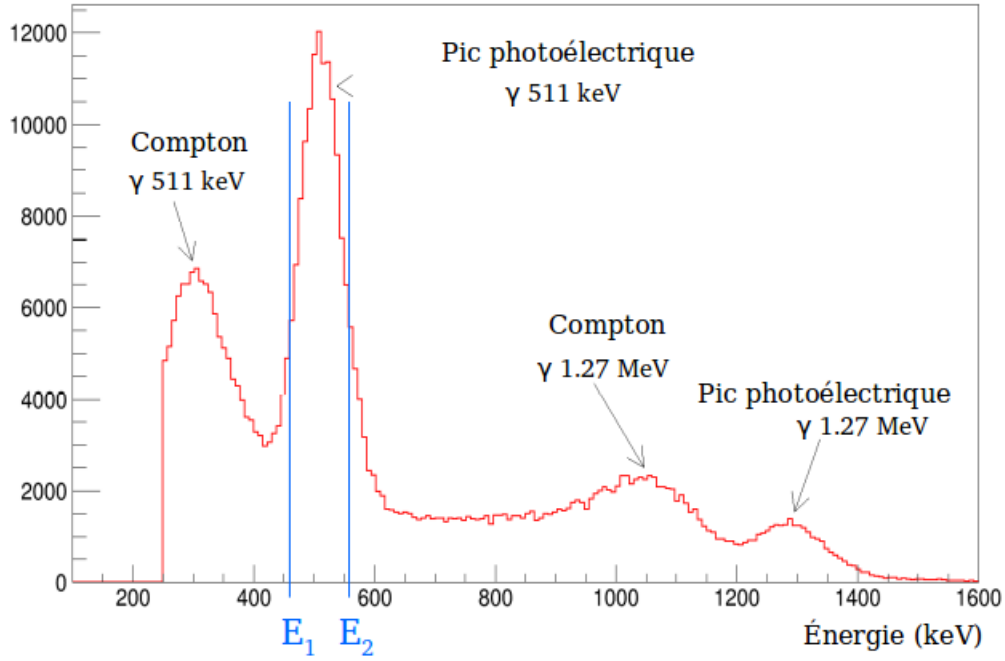


FIGURE 3.10 Spectre de l'énergie déposée dans le détecteur YAP. On observe les contributions du γ de 511 keV et de celui de 1.27 MeV.

On choisit une coupure autour du pic photoélectrique de γ de 511 keV. Pour commencer on sélectionne les événements dont l'énergie est comprise entre (511 ± 40) keV, soit $E_1 = 471$ keV et $E_2 = 551$ keV. Différentes coupures en énergie seront étudiées dans la partie 4. On compte le nombre d'événements sélectionnés, c'est-à-dire N_{YAP} . Ici, $N_{YAP} = 63036$. Ensuite, on compte dans PECHE les signaux en coïncidence avec les événements sélectionnés dans le YAP. L'histogramme 3.11 montre le spectre en amplitude des signaux enregistrés par le détecteur PECHE. On utilise un seuil à 50 mV. On compte donc pour N_{PECHE} le nombre d'événements au-delà de ce seuil de détection : $N_{PECHE} = 14326$.

Ainsi, l'efficacité brute de PECHE vaut :

$$\varepsilon = \frac{N_{PECHE}}{N_{YAP}} = \frac{14326}{63036} = (22.7 \pm 0.2(stat)) \% \quad (3.8)$$

On fait de même pour l'efficacité de détection de DO3, et il vient :

$$\varepsilon = \frac{N_{DO3}}{N_{YAP}} = \frac{17004}{72923} = (23.3 \pm 0.2(stat)) \% \quad (3.9)$$

Ces valeurs mesurées sont différentes des valeurs calculées dans la simulation. Dans la partie suivante, nous allons décrire les effets systématiques présents dans cette mesure et quantifier les corrections nécessaires à apporter.

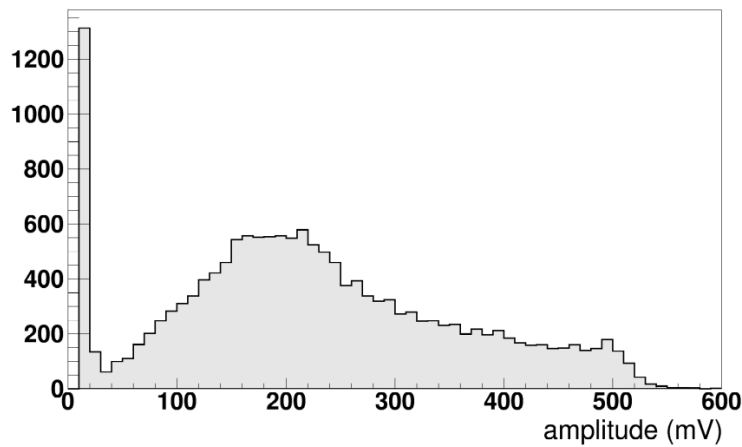


FIGURE 3.11 Spectre d'amplitude du signal de cathode, en coïncidence avec les événements sélectionnés dans le détecteur YAP. Le pic à 500 mV est dû à la saturation en amplitude du SAMPIC.

3 Corrections de l'efficacité

3.1 Les événements de bruit dans la mesure

Le bruit de mesure peut avoir plusieurs origines. Tout d'abord, il existe des sources de bruit indépendantes de la source ^{22}Na : la radioactivité naturelle, les rayonnements cosmiques détectés par le YAP ou le *Dark Count Rate* (pour taux de comptage obscur) du PMT. On note ce nombre d'événements N_{YAP}^B . Il sera mesuré lors d'une acquisition sans source.

Ensuite, parmi les événements enregistrés par le YAP provenant de la source ^{22}Na , certains proviennent des γ de 1.27 MeV. Le nombre d'événements présents dans le pic photoélectrique du YAP qui sont des γ de 1.27 MeV se note $N_{YAP}^{1.27}$. Il sera estimé grâce à une simulation Geant4.

Enfin, le γ de 1.27 MeV peut être aussi détecté par les détecteurs PECHE ou DO3, ce qui augmente la probabilité de détection par un facteur F. Il sera estimé grâce à une simulation Geant4.

3.2 Estimation de N_{YAP}^B

Observons le spectre visible sur la figure 3.10.

Prenons l'exemple d'une acquisition avec DO3. Le temps d'acquisition du bruit de fond, c'est-à-dire sans la source est de 19872 s, à un trigger de 100 mV. Le temps d'acquisition des événements avec la source, lors de la mesure avec DO3 est de 5400 s avec le même seuil de déclenchement. On définit ainsi le facteur de normalisation τ_1 rapport des

deux temps d'acquisition. La figure 3.12 montre la superposition des 2 histogrammes, normalisés en temps, de l'acquisition réalisée sans source puis avec source. On peut donc compter le nombre d'événements de bruit indépendants de la source, 1222 ± 18 (stat), par rapport au nombre d'événement total, 63036, en sélectionnant les événements dans le pic photoélectrique avec une coupure de ± 40 keV dans cet exemple.

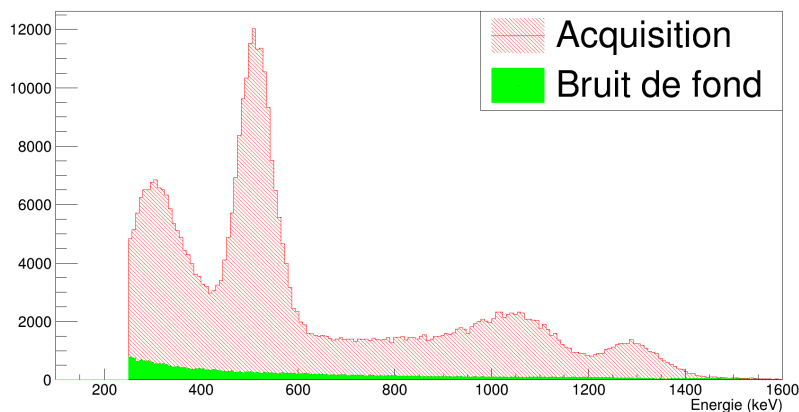


FIGURE 3.12 Estimation du bruit de fond indépendant de la source dans le YAP.

Ce comptage est fait pour chaque mesure lorsque les paramètres de l'acquisition (haute-tension appliquée, distance source-YAP...) ou de l'analyse varient (coupure en énergie autour du pic photoélectrique...).

3.3 Spectre en énergie du YAP et simulation Geant4

Les résultats de la simulation Geant4 vont nous aider à estimer le nombre de γ de 1.27 MeV détectés par les détecteurs YAP, PECHE et DO3.

Sur l'histogramme en énergie du détecteur YAP on calcule la résolution en énergie du détecteur. Ce paramètre est ensuite implémenté dans la simulation. La résolution en énergie se calcule au niveau du pic photoélectrique comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur du pic divisée par $2\sqrt{2\ln(2)}$ et la valeur du pic. Le détecteur YAP possède une résolution en énergie de 7 % à 511 keV et de 5 % à 1.27 MeV. Dans la simulation, on modélisera $\sigma(E) \sim \sqrt{E}$.

Afin de reproduire le spectre d'énergie mesurée, la première étape est d'ajouter le spectre de bruit de fond au spectre de simulation. Le spectre obtenu est ensuite normalisé par un facteur τ_2 calculé comme le rapport du nombre d'événements entre 460 keV et 560 keV des 2 spectres.

La figure 3.13 présente la superposition du spectre obtenu par simulation auquel on a ajouté le bruit de fond en comparaison avec le spectre expérimental. On observe dans

cette superposition des données et de la simulation qu'il existe une différence au-delà de 600 keV. Elle sera prise en compte comme une erreur systématique de mesure.

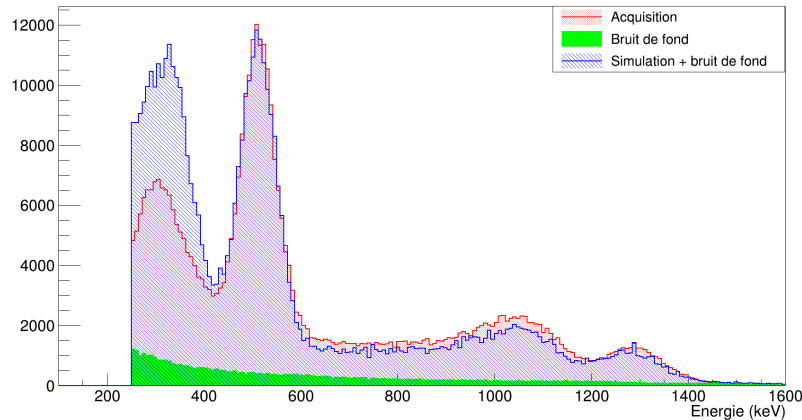


FIGURE 3.13 Superposition des spectres d'énergie déposée dans le détecteur YAP : en rouge, le spectre expérimental, en vert le spectre de bruit de fond normalisé en temps et en bleu, le spectre obtenu par la simulation Geant4, augmenté du bruit de fond et normalisé par rapport au pic photoélectrique de 511 keV du spectre expérimental.

3.4 Détection du γ de 1.27 MeV par le détecteur YAP

Les schémas de la figure 3.14 montrent les différents cas possibles de la détection du γ de 1.27 MeV par le détecteur YAP. Dans les 2 premiers cas, 3.14a et 3.14b, il y a effectivement coïncidence entre les 2 γ de 511 keV. Sur le schéma 3.14a le γ de 1.27 MeV ne vient pas fausser la mesure, car il n'arrive ni dans le YAP, ni dans DO3. Sur le schéma 3.14b le γ de 1.27 MeV arrive simultanément avec le γ de 511 keV. Si la somme de l'énergie qu'ils ont chacun déposée n'appartient pas à la sélection en énergie $E_1 < E < E_2$, la coïncidence n'est pas prise en compte et ne fausse donc pas la mesure de l'efficacité de détection de DO3. En revanche si la somme de l'énergie qu'ils ont chacun déposée appartient à cette sélection, la coïncidence est prise en compte en considérant le γ de 511 keV arrivé dans le YAP. Ici encore, la présence du γ de 1.27 MeV ne vient pas fausser la mesure.

En revanche, les cas de figure de détection 3.14c et 3.14d du γ de 1.27 MeV peuvent venir fausser la mesure car il n'y a pas de γ 511 keV arrivé dans le YAP. Le YAP ne devrait donc pas déclencher. Or celui-ci déclenche sur le γ de 1.27 MeV. En coupant autour du pic photoélectrique à 511 keV du spectre en énergie du YAP, on réduit ce nombre de déclenchement dû au γ de 1.27 MeV. En revanche, celui-ci peut déposer uniquement une partie de son énergie par effet Compton, et ainsi donner un événement dont l'énergie est compatible avec celle un γ de 511 keV. Il va donc être nécessaire d'estimer le nombre de γ de 1.27 MeV présents dans le pic photoélectrique du 511 keV du YAP. Ce nombre est noté $N_{YAP}^{1.27}$.

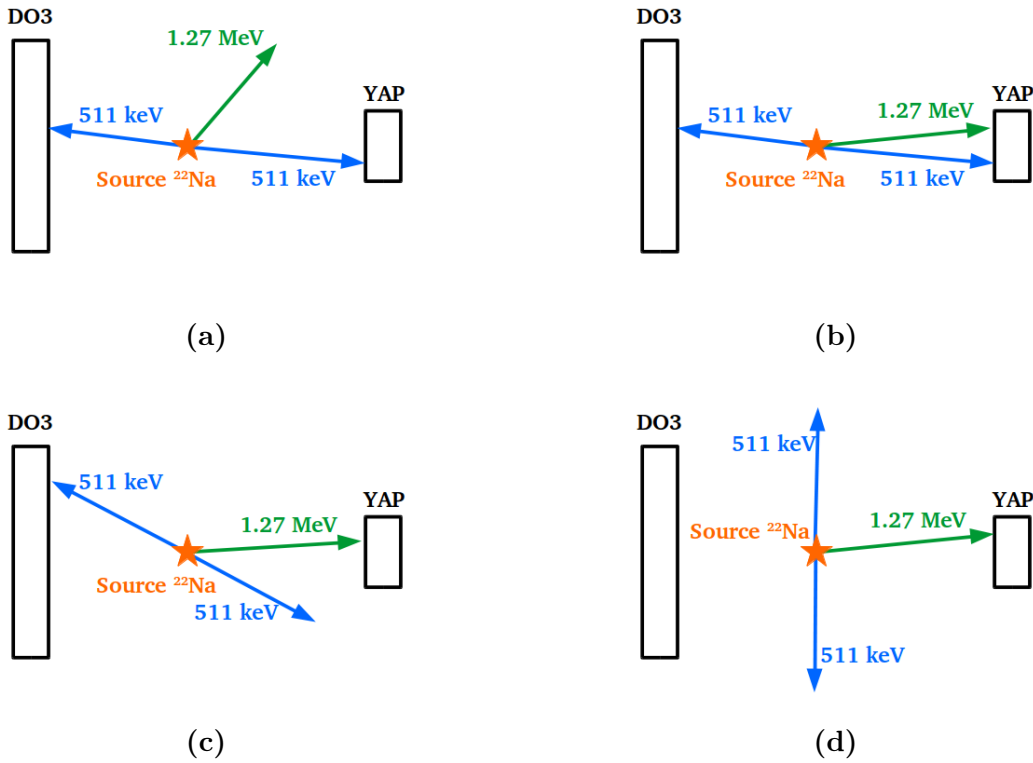


FIGURE 3.14 Les différents cas de figure de la détection du γ de 1.27 MeV dans le YAP.

Pour estimer $N_{YAP}^{1.27}$, nous utilisons la simulation Geant4. Dans la figure 3.13, le spectre du YAP contenait l'énergie déposée par le γ de 511 keV et celle déposée par le γ de 1.27 MeV. Dans la simulation, nous générons ici uniquement le γ de 1.27 MeV. Ainsi, en ayant simulé le même nombre d'événements et en appliquant à ce spectre le même facteur de normalisation τ_2 que pour le spectre de l'énergie totale, nous pouvons estimer le nombre de γ de 1.27 MeV dans la coupure faite autour du pic photoélectrique. La figure 3.15 montre la superposition des histogrammes normalisés de l'énergie déposée par les deux γ augmenté du bruit de fond normalisé en bleu, l'énergie déposée uniquement par le γ de 1.27 MeV augmenté du même bruit de fond en rose et du bruit de fond en vert. La figure 3.16 montre la superposition des données expérimentales, en rouge, et la simulation du γ de 1.27 MeV en rose, augmentée du bruit de fond.

Le tableau 3.5 récapitule les valeurs de $N_{detecteur}$, N_{YAP} , N_{YAP}^B et $N_{YAP}^{1.27}$, pour les mesures faites avec PECHE et DO3, avec une coupure autour du pic photoélectrique de ± 40 keV. L'avant-dernière colonne rappelle la valeur de l'efficacité calculée dans le paragraphe 2, sans tenir compte des corrections. La dernière colonne du tableau donne la valeur de l'efficacité en tenant compte des deux corrections sur le nombre d'événements dans le YAP. Cette efficacité se calcule comme

$$\varepsilon_C = \frac{N_{detecteur}}{N_{YAP} - \tau_1 \cdot N_{YAP}^B - \tau_2 \cdot N_{YAP}^{1.27}} \quad (3.10)$$

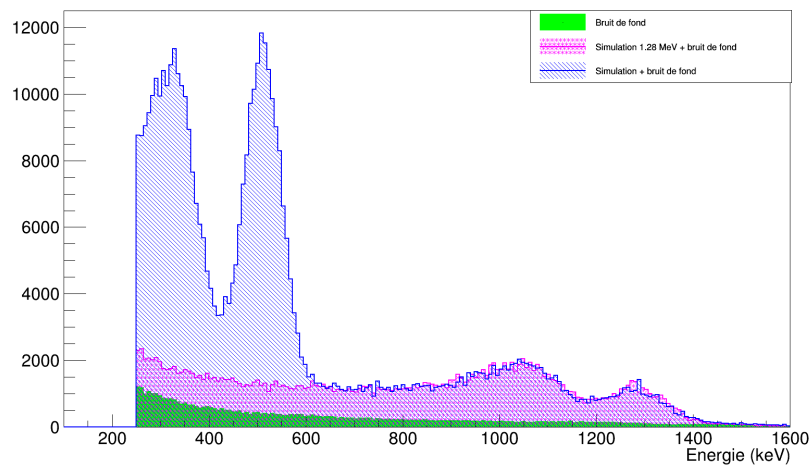


FIGURE 3.15 Superposition des spectres d'énergie déposée dans le détecteur YAP : en vert, le spectre du bruit de fond, en bleu, le spectre obtenu par la simulation Geant4, augmenté du bruit de fond et normalisé par rapport au pic photoélectrique de 511 keV du spectre expérimental et en rose, le spectre obtenu par la simulation Geant4, en simulant uniquement les γ de 1.27 MeV, augmenté du bruit de fond, et normalisé avec le même facteur que le spectre bleu.

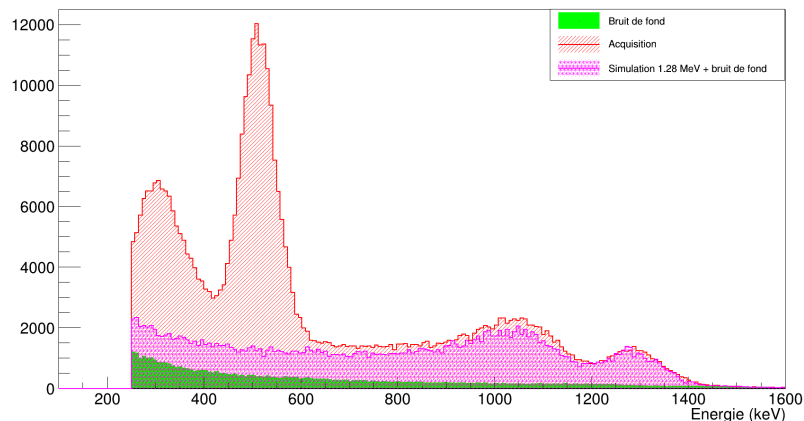


FIGURE 3.16 Superposition des spectres d'énergie déposée dans le détecteur YAP : en vert, le spectre du bruit de fond, en rouge, le spectre expérimental en rose, le spectre obtenu par la simulation Geant4, en simulant uniquement les γ de 1.27 MeV, augmenté du bruit de fond, et normalisé.

	$N_{detection}$	N_{YAP}	N_{YAP}^B	$N_{YAP}^{1.27}$	ε (%)	ε_C (%)
PECHE	14326	63036	1222.1	5558.8	22.7 ± 0.2 (stat)	25.5 ± 0.2 (stat)
DO3	17004	72923	2901.4	6583.2	23.3 ± 0.2 (stat)	26.8 ± 0.2 (stat)

TABLE 3.5 Valeurs de $N_{detection}$, N_{YAP} , N_{YAP}^B et $N_{YAP}^{1.27}$, ainsi que l'efficacité et l'efficacité corrigée.

On observe que l'efficacité a été augmentée de 12 % lors de la mesure avec PECHE et de 15 % lors de la mesure avec DO3.

3.5 Détection du γ de 1.27 MeV dans les détecteurs DO3 et PECHE

Prenons l'exemple de DO3. Dans le paragraphe précédent, nous avons étudié la détection du γ de 1.27 MeV dans le détecteur YAP. Ce γ peut aussi être détecté par le détecteur dont l'efficacité est mesurée. La figure 3.17 illustre le cas où les deux γ de 511 keV arrivent en coïncidence sur les surfaces du YAP et de DO3, et où le γ de 1.27 MeV arrive à la surface de DO3. La détection du γ de 1.27 MeV augmente le nombre de photons optiques dans le détecteur et donc augmente l'efficacité globale de détection par rapport à la détection du γ de 511 keV uniquement.

Il faut donc compter $N_{DO3}^{1.27}$, c'est-à-dire le nombre d'événements dus au γ de 1.27 MeV qui surestime l'efficacité.

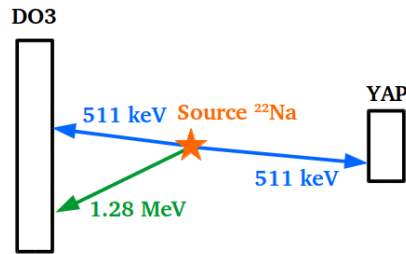


FIGURE 3.17 Détection du γ de 1.27 MeV par DO3.

Tout d'abord, le calcul des angles solides effectué dans le tableau 3.4 nous donne une probabilité de détecter le γ de 1.27 MeV dans DO3 de l'ordre de 1 %.

Pour faire une estimation plus précise, on va encore se baser sur les simulations. Nous avons vu précédemment que, dans la simulation, nous pouvons émettre les trois γ simultanément ou uniquement le γ de 1.27 MeV. On peut également n'émettre que les deux γ de 511 keV. L'efficacité globale de détection de deux photons sera plus faible que celle à trois photons. En première approximation, on considère que le rapport

$$F = \frac{\varepsilon(2 \text{ photons})}{\varepsilon(3 \text{ photons})} \quad (3.11)$$

est le même pour la simulation et pour la mesure.

Finalement, l'efficacité se calcule de la manière suivante :

$$\varepsilon_C = \frac{N_{\text{détecteur}}}{N_{YAP} - \tau_1 \cdot N_{YAP}^B - \tau_2 \cdot N_{YAP}^{1.27}} \times F \quad (3.12)$$

Le tableau 3.6 présente les valeurs des efficacités à 2 puis 3 photons, obtenue par la simulation Geant4.

	ε (2 photons)	ε (3 photons)	F
PECHE	34.6	36.4	0.94
DO3	37.5	39.4	0.95

TABLE 3.6 Rapport de l'efficacité de détection à 2 photons et à 3 photons, dans la simulation Geant4.

Dans le paragraphe précédent, nous avons calculé une efficacité à 3 photons de 25.5 % pour la mesure de l'efficacité de PECHE et 26.8 % pour la mesure de l'efficacité de DO3. En multipliant ces valeurs par le facteur F calculé au-dessus, il vient :

- $\varepsilon(\text{PECHE}) = 25.5 \times 0.94 = 23.9 \%$
- $\varepsilon(\text{DO3}) = 26.8 \times 0.95 = 25.5 \%$

3.6 Erreurs statistiques et systématiques

L'erreur totale σ sur l'efficacité se calcule comme :

$$\sigma^2 = \sigma_{STAT}^2 + \sigma_{SYST}^2 \quad (3.13)$$

avec σ_{STAT}^2 , l'incertitude statistique, calculée avec la formule (3.7), page 79 et σ_{SYST}^2 , l'incertitude systématique, calculée en prenant en compte deux sources principales d'incertitude systématique :

- $\sigma^2(YAP^B)$ représente l'erreur sur le nombre d'événements de bruit de fond qu'on a compté dans l'intervalle délimitant le pic photoélectrique du spectre du YAP. Cette erreur est estimée comme $\sigma^2(YAP^B) = N_{YAP}^B$
- $\sigma^2(YAP^{1.27})$ représente l'erreur sur le nombre limité d'événements dans la simulation dus au γ de 1.27 MeV présents dans le pic photoélectrique à 511 keV. Ce nombre provenant de la simulation, l'erreur statistique des événements simulés est considérée comme négligeable. Cependant, on va devoir considérer dans l'erreur systématique les différences qu'on a pu observer entre la simulation (augmentée du bruit de fond) et de l'acquisition. On a observé sur la figure 3.13 qu'il existait une différence dans la superposition des données (en rouge sur la figure) et de la simulation (en bleu) au niveau de l'énergie déposée par le γ de 1.27 MeV. On suppose que cette différence est due à la description incomplète de l'environnement du détecteur YAP dans la simulation YAP. Initialement, seul le cristal de YAP avait été simulé. En ajoutant d'abord le support métallique entourant le YAP puis le support métallique du banc de test, on a vu cette différence diminuer, jusqu'à celle que l'on

observe aujourd'hui. On va donc devoir tenir compte de cette différence résiduelle dans l'erreur systématique. En choisissant une énergie de 800 keV qui correspond au plateau entre le pic photoélectrique du 511 keV et le front Compton du 1.27 MeV, on calcule le facteur K qui est le rapport de la valeur de l'histogramme rouge, c'est-à-dire des données, et de la valeur de l'histogramme bleu. On compte $K = 1.22$. Ainsi, $\sigma^2(YAP^{1.27}) = (K - 1) \cdot N_{YAP}^{1.27}$. Dans cette incertitude caractérisant la différence entre les données et la simulation, l'incertitude sur la mesure de la distance entre les détecteurs et la source est prise en compte.

L'incertitude statistique sur le facteur F est considérée comme négligeable, étant une valeur simulée.

Ainsi, on écrit :

$$\sigma_{SYST}^2 = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_{YAP}^B} \right)^2 \cdot \sigma^2(YAP^B) + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_{YAP}^{1.27}} \right)^2 \cdot \sigma^2(YAP^{1.27}) \quad (3.14)$$

En développant les équations 3.13 et 3.14, et tenant compte des définitions ci-dessus, l'erreur sur ε_C se calcule finalement comme :

$$\sigma^2 = \frac{\varepsilon_C(1 - \varepsilon_C)}{N_{YAP}} + \frac{\varepsilon_C(\tau_1 \cdot N_{YAP}^B + (K - 1) \cdot \tau_2 \cdot N_{YAP}^{1.27})}{N_{YAP} - \tau_1 \cdot N_{YAP}^B - \tau_2 \cdot N_{YAP}^{1.27}} \quad (3.15)$$

Il vient donc :

$$— \varepsilon(\text{PECHE}) = (23.9 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 0.2 \text{ (syst)}) \%$$

$$— \varepsilon(\text{DO3}) = (25.5 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 0.2 \text{ (syst)}) \%$$

Les mesures présentées dans la partie suivante constituent un test des corrections systématiques que nous veons d'appliquer.

4 Variation de l'efficacité en fonction de la largeur de coupure sur le pic photoélectrique de 511 keV

Dans la partie précédente, le calcul de l'efficacité a été détaillé en choisissant une coupure de 40 keV autour du pic photoélectrique du 511 keV du spectre de l'énergie déposée dans le YAP, figure 3.18. En modifiant la coupure autour de ce pic le bruit de fond et le nombre de Compton dû au 1.27 MeV sont modifiés. Ainsi, si on mesure l'efficacité avec la formule 3.5, c'est-à-dire sans tenir compte des corrections appliquées, en augmentant la largeur de coupure, le rapport signal sur bruit de l'intervalle choisi diminue. On s'attend donc à ce que la valeur de l'efficacité diminue en augmentant la largeur de coupure autour du pic photoélectrique. En revanche, si on applique les corrections décrites plus haut, l'efficacité devrait être constante en fonction de largeur de coupure choisie, puisque pour chaque intervalle, on recalcule le bruit de fond du YAP et le nombre d'événements dû au Compton du 1.27 MeV. Cette mesure constitue donc un test des corrections que nous avons décrites.

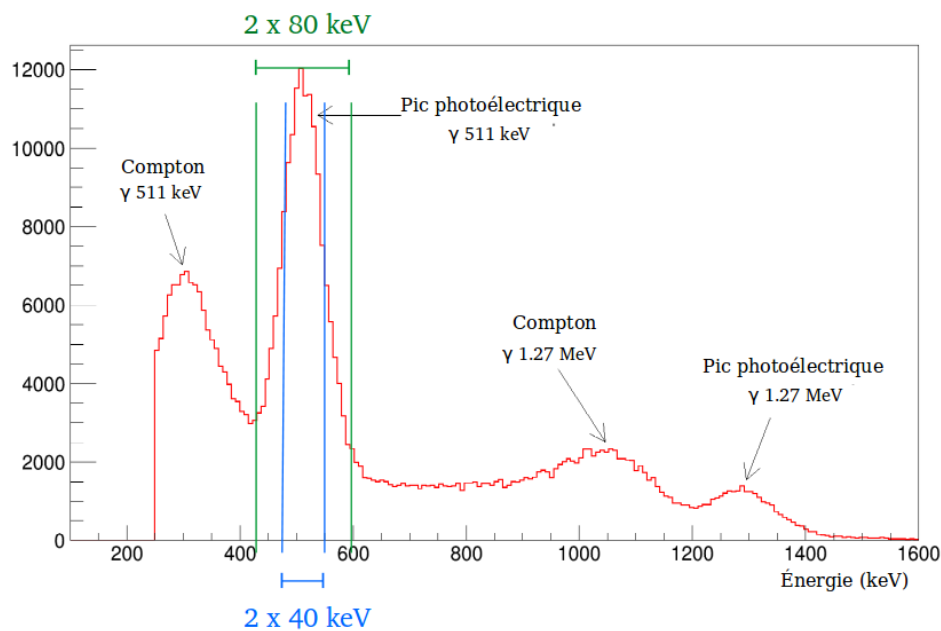


FIGURE 3.18 Spectre de l'énergie déposée par les γ de 511 keV et 1.27 MeV. Les lignes verticales bleues représentent la coupure de ± 40 keV autour du pic photoélectrique faite dans la partie 2. Les lignes verticales vertes représentent une coupure de ± 80 keV autour du pic photoélectrique.

Pour PECHE puis pour DO3, on fait varier la largeur de coupure de 8 à 80 keV et on calcule l'efficacité, en recalculant pour chaque valeur de coupure les corrections à appliquer. Les graphes 3.19 présentent simultanément l'efficacité et l'efficacité dite corrigée, c'est-à-dire à laquelle on a appliqué les facteurs correctifs.

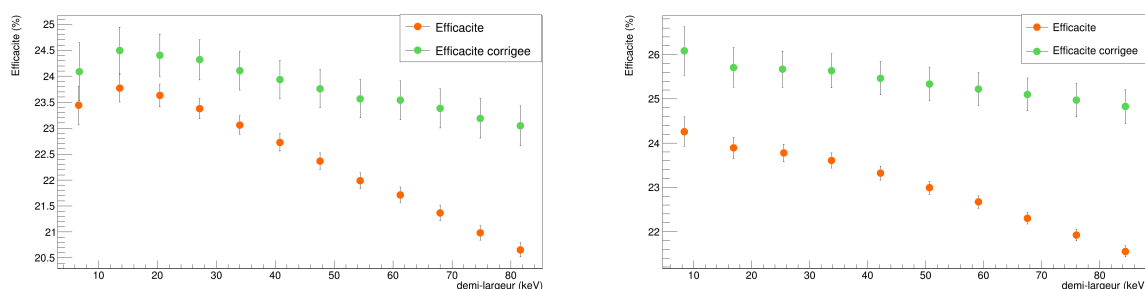


FIGURE 3.19 Valeur de l'efficacité (en orange) et de l'efficacité corrigée (en vert) pour PECHE (à gauche) et DO3 (à droite).

On observe que, pour PECHE et DO3, la variation de l'efficacité avec la largeur de la coupure est diminuée après les corrections, mais ne disparaît pas complètement, c.f. tableau 3.7.

	ε % (coupure min)	ε % (coupure max)	ε_C % (coupure min)	ε_C % (coupure max)
PECHE	23.45	20.66	24.08	23.05
DO3	24.24	21.55	26.07	24.82

TABLE 3.7 Valeurs de l'efficacité et de l'efficacité corrigée pour les coupures minimales et maximales.

On calcule, dans le tableau 3.8, la variation de l'efficacité comme $\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}$.

	Variation de l'efficacité	Variation de l'efficacité corrigée
PECHE	2.8	1.0
DO3	2.7	1.3

TABLE 3.8 Variation de l'efficacité avec la largeur de coupure.

la variation de l'efficacité avec la largeur de la coupure est diminuée avec les corrections mais ne disparaît pas totalement. La variation résiduelle est supérieure à l'incertitude systématique estimée précédemment. On choisit donc d'utiliser cette variation résiduelle comme une erreur systématique.

Il vient donc, pour PECHE et DO3 :

$$— \varepsilon(\text{PECHE}) = (23.9 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 1.0 \text{ (syst)}) \%$$

$$— \varepsilon(\text{DO3}) = (25.5 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 1.3 \text{ (syst)}) \%$$

5 Comparaison avec les résultats de la simulation

La différence entre les résultats expérimentaux et simulés du détecteur PECHE est cohérente avec celle du détecteur DO3. Ce facteur d'inefficacité est donc probablement lié au photodétecteur et non pas au cristal ou au TMBi. Si on interprète cette inefficacité comme une inefficacité de détection des photons optiques, on doit appliquer un facteur de correction de 0.69 pour PECHE et 0.68 pour DO3 sur les résultats de simulation pour reproduire les résultats expérimentaux.

Ce facteur d'inefficacité peut être causé par plusieurs raisons. Une première explication peut être l'efficacité quantique de la photocathode qui ne serait pas bien modélisée dans la simulation. Les valeurs entrées dans la simulation sont basées sur le *datasheet* de Photonis, toujours un peu optimiste. De plus, les mesures de l'efficacité quantique du MCP-PMT par Photonis ont été faites dans des conditions différentes, dans l'air avec une fenêtre de verre. Nous avons dû adapter ces valeurs pour notre configuration. Enfin, les mesures de Photonis ont été faites uniquement au centre. Nous suspectons une non-uniformité de la photocathode que nous estimons de l'ordre de 10 à 20 %.

Une deuxième explication concerne l'efficacité de collection des charges du MCP-PMT qui est mal connue.

Dans le chapitre 5, nous discuterons des possibilités d'améliorer l'efficacité de détection de PECHE et DO3.

6 Variation de l'efficacité en fonction de la tension appliquée sur le MCP-PMT

Nous allons maintenant étudier la variation de l'efficacité en fonction de la haute tension pour D03. En effet, en modifiant la tension appliquée aux bornes du MCP-PMT, on modifie la valeur de la tension U_1 que l'on a explicitée dans la partie 3.3. En augmentant la haute tension, on augmente U_1 et donc on augmente la facilité à extraire un électron de la photocathode lorsque le photon optique arrive et l'efficacité de collection de charge. L'efficacité globale de détection dépendant en partie de l'efficacité à la photocathode, on s'attend à ce que la valeur de l'efficacité devienne meilleure si on augmente la tension appliquée aux bornes du MCP-PMT. On choisit la coupure de ± 40 keV que l'on a étudié dans la première partie. En gardant cette coupure, on fait varier la valeur de la haute tension de 2000 V à 1600 V.

Les résultats sont visibles sur la figure 3.20. On observe l'efficacité qui croît en fonction de la haute tension, comme attendue. Cependant à partir de 1900 V, on observe un "plateau" d'efficacité. Ainsi, pour la mesure de résolution temporelle, nous choisissons de travailler avec des tensions entre 1900 V et 2000 V.

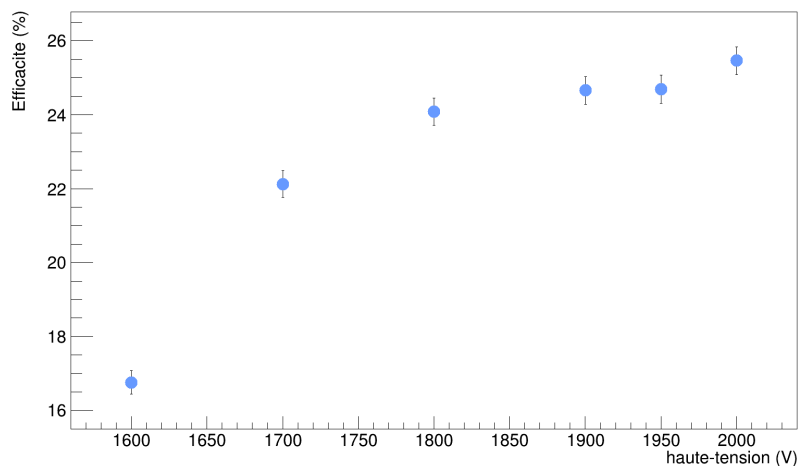


FIGURE 3.20 Variation de la valeur de l'efficacité en fonction de la tension appliquée sur le MCP-PMT.

Chapitre 4

Résolution temporelle

Aujourd'hui, la technique du temps de vol est essentielle pour obtenir des images PET de bonnes qualités : elle permet d'améliorer le rapport signal sur bruit [62] des images d'autant plus efficacement que la résolution temporelle des détecteurs est meilleure. Cette section a pour but de discuter des mesures de résolution temporelle de PECHE et CALIPSO.

1 Algorithmes de définition du temps d'arrivée du signal

Il existe de nombreuses manières de déterminer le temps de déclenchement d'un détecteur. Dans le cas d'une discrimination basée sur un seuil fixe, le temps mesuré variera en fonction de l'amplitude du signal, engendrant une dégradation de la résolution de la mesure. C'est l'effet de *time walk*, illustré dans le chapitre 2, sur la figure 2.31, page 66. Pour atteindre l'excellente résolution temporelle souhaitée, il faut donc prendre en compte la **corrélation** de l'estimateur de temps avec l'amplitude du signal qui doit être le plus faible possible.

Nous allons étudier trois algorithmes de reconstruction temporelle :

- Lead Edge Discriminator (LED)
- Initial Slope Approximation (ISA)
- Constant Fraction Discriminator (CFD)

Pour modéliser nos signaux, nous avons choisi de les simuler avec la somme de deux exponentielles, tel que représenté sur la figure 4.1. Les temps de montée et de descente sont fixés, seule l'amplitude varie. Cette forme de signal a été choisie en fonction de

sa similitude avec nos signaux, principalement pour son front de montée très rapide (~ 700 ps).

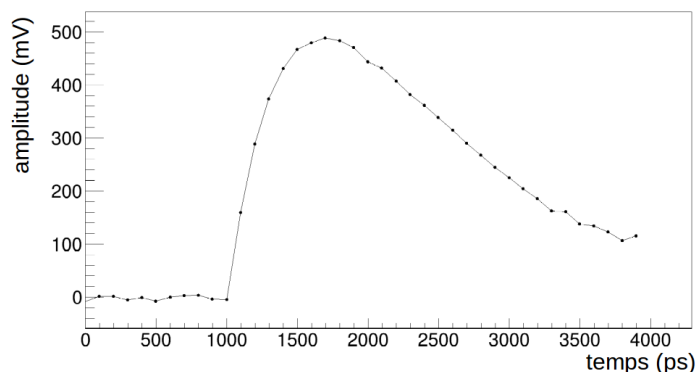


FIGURE 4.1 Modèle choisi pour les signaux.

1.1 Lead Edge Discriminator (LED)

Avec cet algorithme, il s'agit de reconstruire le temps t_s à un seuil fixe. Quelle que soit l'amplitude des signaux, nous choisissons le même seuil. On calcule le temps correspondant à cette valeur, sur la pente montante du signal. Ce principe est illustré sur la figure 4.2, où un signal d'amplitude 500 mV est simulé. Le seuil est fixé à 50 mV. Le temps t_s est donc l'intersection du signal avec ce seuil. On détermine les deux points du graphe dont les valeurs encadrent 50 mV et on extrapole linéairement entre ces deux points pour reconstruire t_s .

Comme attendu, du fait de l'effet de *time walk*, sur le graphe 4.3, nous observons immédiatement que le temps t_s dépend fortement de l'amplitude du signal. Cet algorithme peut être uniquement utilisé pour détecter le signal, avant d'appliquer un algorithme plus sophistiqué.

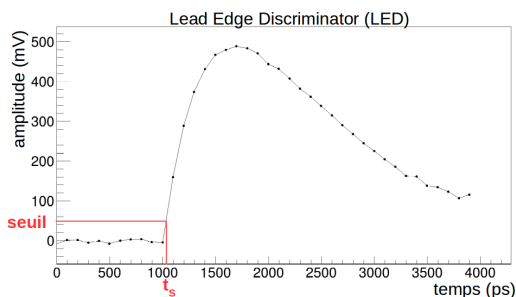


FIGURE 4.2 Illustration du principe de l'algorithme LED sur 2 signaux simulés. On observe que le temps t_s dépend de l'amplitude du signal.

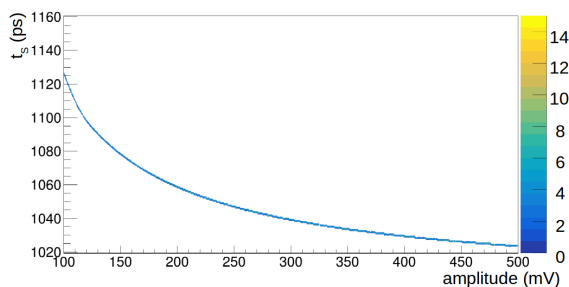


FIGURE 4.3 Variation de la valeur de t_s en fonction de l'amplitude du signal. On observe que le temps t_s dépend de l'amplitude du signal.

1.2 Initial Slope Approximation (ISA)

La figure 4.4 illustre le principe de cet algorithme. Tout d'abord, on détermine, sur la montée du signal quels sont les points avec la dérivée la plus élevée (donc la pente la plus raide). Ensuite, on calcule l'intersection de la droite passant par ces points avec la ligne de base. Le temps à cette intersection est appelé t_s .

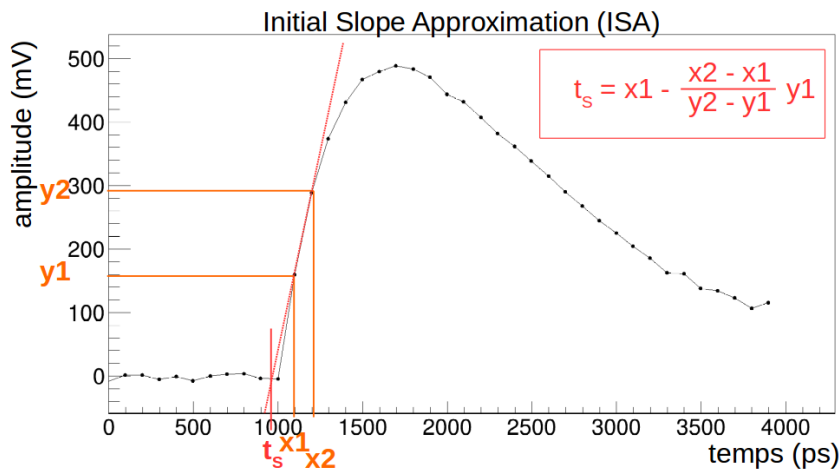


FIGURE 4.4 Illustration du principe de l'algorithme ISA.

Pour étudier la corrélation de l'estimateur de temps avec l'amplitude du signal, la méthode se décline selon ces étapes :

- On génère un ensemble de 5000 signaux. La valeur de l'amplitude, la même pour les 5000 signaux de l'ensemble, est choisie selon une loi uniforme entre 100 et 500 mV. On trace le signal et à chaque point de ce signal, on ajoute un bruit aléatoire qui suit une loi gaussienne ($\mu = 0$ mV, $\sigma_a = 2$ mV).
- Pour chacun des signaux de l'ensemble on calcule la valeur de l'estimateur de temps t_s .
- On trace la distribution des valeurs de t_s de chaque signal et on calcule la moyenne, visible figure 4.5. On extrait donc la valeur *moyenne* pour chaque ensemble.
- On recommence ensuite le même calcul pour 5000 ensembles de 5000 signaux, en faisant varier la valeur de l'amplitude entre les ensemble de manière uniforme entre 100 et 500 mV.
- On trace sur le graphe bi-dimensionnel 4.6 la valeur *moyenne* extraite de chaque ensemble en fonction de l'amplitude.

Tous les signaux commencent au même temps.

On observe sur la figure 4.6 que la dépendance de l'estimateur de temps avec l'amplitude est beaucoup plus faible que l'algorithme précédent.

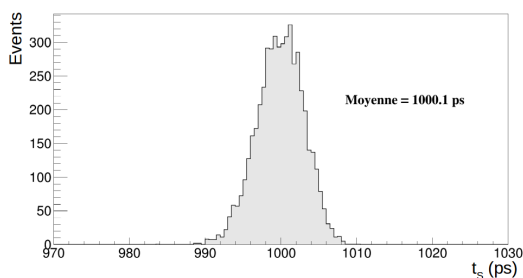


FIGURE 4.5 Distribution des t_s de l'ensemble de 5000 signaux, avec une amplitude de 150 mV.

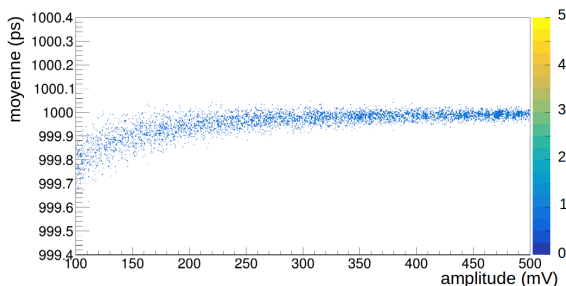


FIGURE 4.6 Distribution de la moyenne de la distribution de chaque ensemble en fonction de l'amplitude.

1.3 Constant Fraction Discriminator (CFD)

L'algorithme CFD (pour *Constant Fraction Discriminator*) est un des algorithmes de reconstruction du temps le plus utilisé et implémenté dans le logiciel du SAMPIC. Le principe est exposé sur la figure 4.7. Tout d'abord, on détermine le point d'amplitude maximale du signal. Puis on calcule l'amplitude maximale du signal grâce à un fit polynomial d'ordre 2 entre les deux points entourant ce point d'amplitude maximale. Ensuite, on choisit une fraction de cette amplitude (ici, 0.5). Enfin, on calcule sur la pente montante le temps t_s (en extrapolant linéairement) à la fraction choisie de l'amplitude maximale.

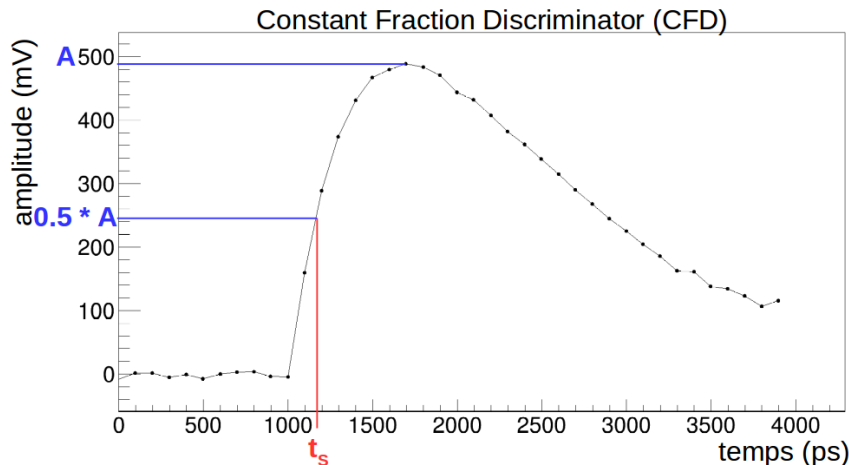


FIGURE 4.7 Illustration du principe de l'algorithme CFD.

Pour tester les performances de cette méthode, on applique la procédure précédemment explicitée dans le paragraphe 1.2. σ_a est toujours fixé à 2 mV. Tout d'abord, on génère un ensemble de 5000 signaux. On calcule t_s pour chaque signal et on trace sa distribution. L'histogramme 4.8 présente cette distribution pour un ensemble dont l'amplitude des signaux est de 150 mV. Elle présente une valeur moyenne de 1127.15 ps.

On fait ensuite varier l'amplitude pour chaque ensemble, de manière aléatoire suivant une loi uniforme entre 100 et 500 mV, pour 5000 ensembles. On trace la valeur de la moyenne

de la distribution obtenue pour chaque ensemble, en fonction de l'amplitude du signal sur un histogramme visible sur la figure 4.9.

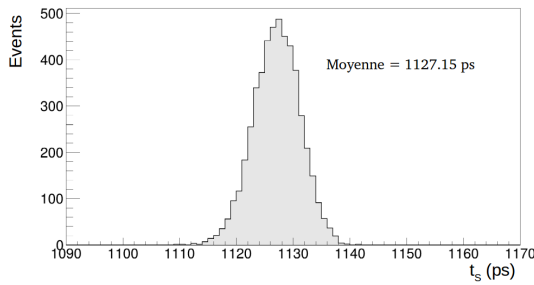


FIGURE 4.8 Distribution des t_s de l'ensemble de 5000 signaux, avec une amplitude égale à 150 mV.

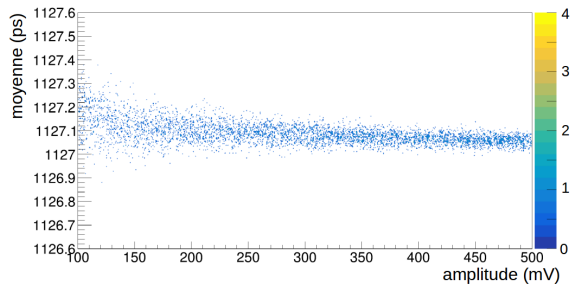


FIGURE 4.9 Distributions de la moyenne de la distribution de chaque ensemble en fonction de l'amplitude.

On observe que l'estimateur de temps dépend moins de l'amplitude avec l'algorithme CFD 4.9 qu'avec l'algorithme ISA 4.6. Même si, aux faibles valeurs d'amplitudes, t_s dépendra de l'amplitude, aux valeurs où nous travaillerons, c'est-à-dire supérieures à 100 mV, on pourra considérer l'estimateur de temps obtenu avec l'algorithme CFD indépendant de l'amplitude du signal.

1.4 Précision de l'algorithme CFD

Pour étudier la précision de l'algorithme CFD, nous générons des signaux à amplitude constante (150 mV), auquel on ajoute à chaque point du signal un bruit aléatoire suivant une loi gaussienne, caractérisée par sa moyenne μ et sa dispersion σ_a . μ est égale à 0 mV, mais on fait varier σ_a entre les ensembles. Tous les signaux commencent au même temps. La procédure se décline selon ces étapes :

- On génère un ensemble de 5000 signaux, et une valeur de σ_a , la même pour les 5000 signaux de l'ensemble, selon une loi uniforme entre 1 et 10 mV.
- Pour chacun des signaux de l'ensemble on calcule la valeur de l'estimateur de temps t_s .
- On trace la distribution des valeurs de t_s pour chaque signal et on calcule la dispersion (largeur à mi-hauteur) de cette distribution, visible figure 4.10. On extrait donc la grandeur $FWHM$ pour chaque ensemble.
- On recommence ensuite le même calcul pour 1000 ensembles de 5000 signaux, en faisant varier la valeur de σ_a entre les ensembles de manière uniforme entre 1 et 10 mV.
- On trace sur la figure 4.11 la dispersion temporelle en fonction de rapport signal-sur-bruit, c'est-à-dire l'amplitude (constante ici) divisée par σ_a .

Pour que l'estimateur soit précis, il faut que la dispersion temporelle en fonction du rapport signal-sur-bruit soit la plus faible possible.

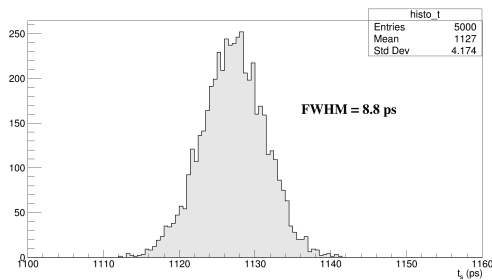


FIGURE 4.10 Distribution des t_s de l'ensemble de 5000 signaux, avec $\sigma_a = 2$ mV.

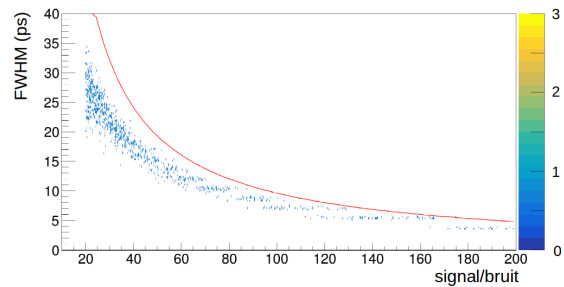


FIGURE 4.11 En bleu, dispersion du temps t_s des signaux. En rouge, dispersion du temps t_s calculée avec l'équation 4.1.

Dans le cas de l'algorithme CFD, la dépendance du bruit propre σ de la lecture s'écrit de la forme [58] :

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_a^2}{(dS/dt)^2} \quad (4.1)$$

où dS/dt représente la pente du signal calculée à l'amplitude du seuil et σ_a correspond au bruit du signal. L'amplitude est constante et fixée à 150 mV.

En utilisant l'équation 4.1 et la relation $\text{FWHM} = \sigma \cdot 2\sqrt{2\ln 2}$, on peut tracer la dispersion temporelle en fonction du rapport signal sur bruit, figure 4.11.

Nous observons que l'expression analytique surestime la dispersion pour la forme du signal choisi, mais dans les chapitres suivants, nous utiliserons cette expression car la forme réelle des signaux légèrement différente de la forme des signaux simulés.

Pour déterminer le coefficient de l'algorithme CFD, nous devons prendre la fraction du signal pour laquelle la dérivée du signal est la plus importante. Nous avons choisi de travailler à 0.5.

2 Contributions à la résolution temporelle de la chaîne de détection

Dans cette thèse, nous projetons d'atteindre une excellente résolution temporelle pour PECHE et DO3. Il est donc nécessaire d'optimiser toute la chaîne de détection. Dans l'étude de DO2 qui a été faite dans [49], on observe que le principal facteur limitant en terme de résolution temporelle est le photodétecteur. Le démonstrateur DO2 a été optimisé en DO3 principalement en changeant de photodétecteur, un MCP-PMT qui a un meilleur TTS. Il nous pose une limite technologique qui n'est pas, pour le moment, dépassable. La résolution temporelle de PECHE et DO3 s'exprime en fonction de toutes les contributions de la chaîne de détection [63] comme :

$$\sigma^2 = \sigma_{optique}^2 + \sigma_{PMT}^2 + \sigma_{jitter}^2 + \sigma_{electronique\ digitale}^2 \quad (4.2)$$

avec :

- $\sigma_{optique}$ qui est la résolution temporelle due à la dispersion des trajectoires des photons optiques dans le détecteur. Cette composante sera estimée grâce à la simulation Geant4.
- σ_{PMT} qui est la résolution temporelle TTS (pour *Transit Time Spread* : dispersion de temps de transit) du MCP-PMT. Cette composante sera mesurée.
- On a ensuite deux composantes électroniques. La première est σ_{jitter} qui est due au *sampling jitter*, c'est-à-dire à l'incertitude temporelle du temps de mesure de l'amplitude. C'est un terme constant représentant la stabilité temporelle du module SAMPIC. Cette valeur dépend de la réalisation de la puce.
- La deuxième composante, $\sigma_{electronique\ digitale}$ est due au bruit propre de la lecture qui inclut le bruit propre de l'amplificateur, le bruit propre du MCP-PMT et le bruit propre du SAMPIC et qui dépend de la forme du signal. Cette composante sera mesurée.

2.1 Dispersion des trajectoires des photons Cherenkov

Une fois les photons optiques émis (majoritairement vers l'avant), ils se propagent avec des trajectoires différentes dans le radiateur Cherenkov jusqu'à atteindre la surface de sortie. Les histogrammes 4.12 nous montrent la dispersion des temps de parcours dus aux longueurs des chemins des photons optiques dans le PbF₂ et le TMBi. Dans la simulation, nous avons reconstruit le temps d'arrivée des photons optiques à la photocathode (le temps 0 correspond à l'émission des γ) et représenté la distribution de ces temps d'arrivée. Nous remarquons que, dans le PbF₂, cette distribution possède une largeur à mi-hauteur de 53 ps et, dans le TMBi, une largeur à mi-hauteur de 174 ps. La différence de largeur du

pic provient de la différence d'épaisseur du radiateur Cherenkov (10 mm pour le cristal et 50 mm pour le TMBi).

Le pic principal correspond aux photons dont le trajet a été direct (pas de réflexion), tandis que la queue est due aux photons qui ont effectué de multiples réflexions avant d'arriver au PMT. Afin d'améliorer la résolution temporelle du détecteur, il serait intéressant d'augmenter au maximum le nombre d'événements dans le pic, et de diminuer la queue de l'histogramme. Pour cela, il faudra favoriser le passage direct des photons optiques du PbF_2 ou TMBi au MCP-PMT, par exemple en augmentant le rapport surface/épaisseur du radiateur et diminuer l'angle de réflexion totale à l'interface optique.

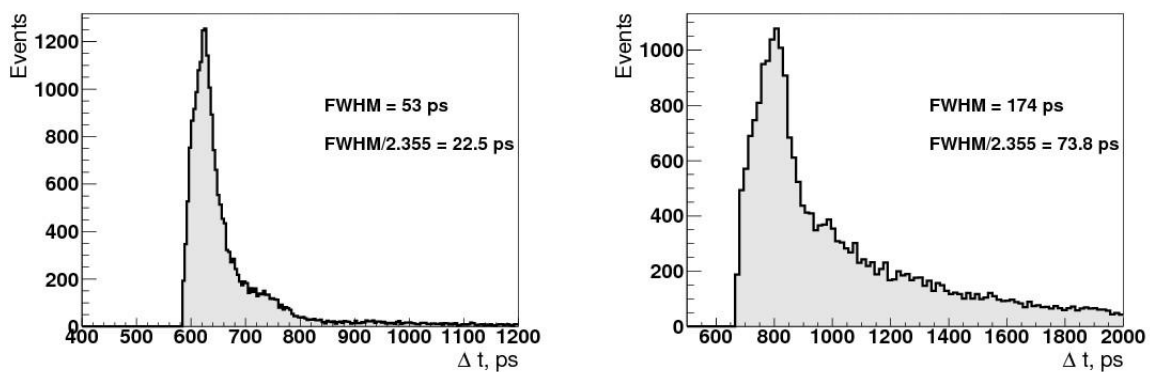


FIGURE 4.12 Simulation de la dispersion des trajectoires des photons optiques dans le PbF_2 (à gauche) et dans le TMBi (à droite).

2.2 Mesure du TTS du MCP-PMT sur toute la surface

Dans la section 3.4.3 du chapitre 2, page 63, nous avons mesuré la résolution temporelle intrinsèque du MCP-PMT au centre. Nous avons obtenu une valeur de 79.1 ps (FWHM) et observé une queue importante. Chaque anode du MCP-PMT peut apporter un retard si toutes les anodes ne sont pas précisément étalonnées. C'est un premier facteur pouvant dégrader la résolution temporelle. On introduit un second facteur de dégradation de la résolution temporelle avec la carte d'électronique frontale en lisant les anodes par 4.

Le MCP-PMT est monté sur la carte électronique à 16 voies. En mode *single photon*, avec le laser picoseconde, grâce une table à mouvement programmable à 2 dimensions, on illumine la surface du MCP-PMT, pixel par pixel, avec un pas de 1 mm. La précision de la table est meilleure que 10 μm . Le diaphragme, placé 25 mm devant le MCP-PMT, est réglé à une ouverture de 0.1 mm. La tache sur le MCP-PMT a donc un diamètre de l'ordre de 150 μm . L'avalanche des électrons après amplifications en arrivant sur les anodes a un diamètre de l'ordre du millimètre.

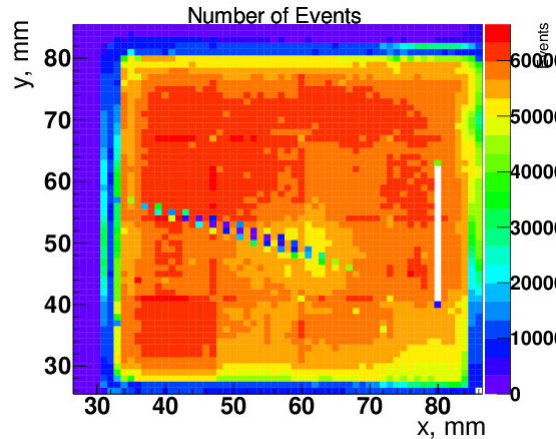


FIGURE 4.13 Nombre d'événements enregistrés par pixel.

L'histogramme 4.13 présente le nombre d'événements par pixel. Le temps d'exposition est le même pour chaque pixel et le seuil de déclenchement est le même pour chaque voie. Cependant, on observe des variations du nombre d'événements enregistrés selon les pixels. Ces variations peuvent s'expliquer par le fait que le gain du MCP-PMT n'est pas uniforme. Il apparaît aussi une série de points blancs et une série de points bleus. Il s'agit d'un problème lié à l'acquisition des données. Cette acquisition, effectuée dans le but de caractériser le MCP-PMT, fait partie des premiers tests qui ont été faits.

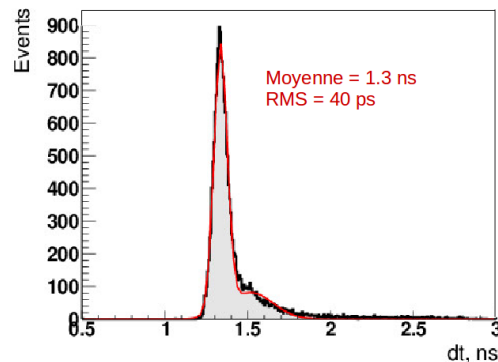


FIGURE 4.14 Mesure de la différence de temps entre le laser et le MCP-PMT pour un pixel de l'anode 11.

Pour chaque pixel, on mesure la différence de temps entre le signal du pixel et le trigger du laser. Cette distribution pour un pixel de l'anode 11 est tracée sur la figure 4.14. La distribution a été fittée avec une double gaussienne dans le but d'essayer de décrire la queue.

Dans un premier temps, on extrait la moyenne des distributions pour chaque pixel, et on en trace la carte 2D, visible sur la figure 4.15. On observe une échelle de temps qui va principalement de 1 à 1.6 ns. Il existe donc un effet majeur de retard dont il faudra tenir compte. On observe une structure en carré qui est due à la structure des voies de lecture. Il existe donc une inhomogénéité due principalement à la carte électronique et

à la lecture par voie. Il y a aussi un effet de chaque pixel au sein de chaque voie. Par voie, nous obtenons une contribution moyenne à soustraire lors de la mesure de résolution temporelle de la surface entière du détecteur. Les quelques points rouges et blancs sont dus au fit de la distribution qui n'a pas, ou mal, convergé.

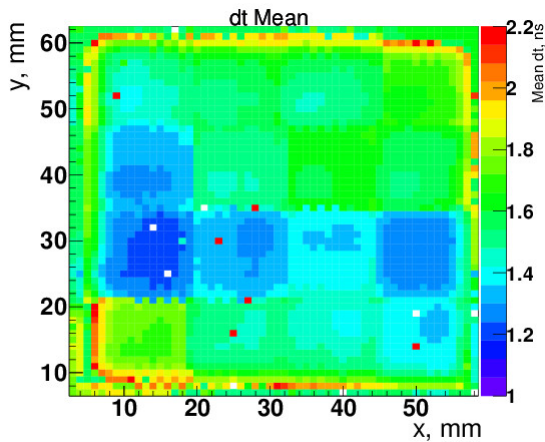


FIGURE 4.15 Moyenne de la différence de temps d'arrivée, sur toute la surface du PMT, entre chaque voie et le trigger du laser.

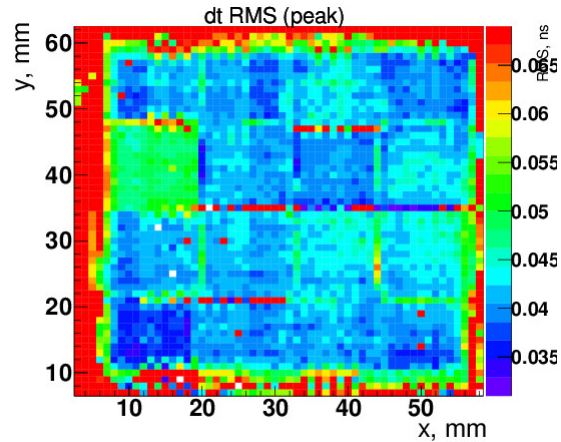


FIGURE 4.16 Valeur RMS de la différence de temps d'arrivée, sur toute la surface du PMT, entre chaque voie et le trigger du laser.

On trace sur l'histogramme 4.16 la carte 2D de la valeur RMS des distributions pour chaque pixel. On observe des dispersions de 35 à 50 ps (RMS) principalement, plus une voie à 50-55 ps, que nous n'avons pas encore comprise. Nous retrouvons la même structure en carré que précédemment. Pour expliquer ces inhomogénéités, il y a différents effets. Tout d'abord il y a un effet dû aux pistes de la carte électronique et au câblage. Il y a aussi un effet des voies du SAMPIC qui ne sont pas calibrées parfaitement. Enfin, il y a un effet de *charge sharing*. Cet effet a lieu lorsque deux voies déclenchent si une avalanche d'électrons est partagée entre deux anodes. On observe sur l'histogramme 4.17 la conséquence du *charge sharing*. La différence de temps entre le signal du laser et celui du MCP-PMT est tracée en fonction de l'amplitude du signal. Aux faibles amplitudes, qu'on peut interpréter comme un phénomène de *charge sharing*, on observe une dégradation de la résolution temporelle.

La figure 4.18 montre l'amplitude des signaux arrivés sur un pixel de la voie 6. On observe qu'il y a un pic principal dans la distribution des amplitudes, mais que certains signaux sur la figure 4.19, montrant l'amplitude des signaux arrivés sur la voie 6, ont une amplitude plus faible. On observe sur la figure 4.20 que ces signaux d'amplitude plus faible sont en périphérie de la voie.

Au sein d'une voie, on peut sommer toutes les distributions de chaque pixel, afin d'obtenir la distribution typique de la résolution temporelle d'une voie du MCP-PMT, visible sur la figure 4.22. On observe une largeur à mi-hauteur de 122 ps. Cette distribution typique sera la modélisation de la réponse du MCP-PMT dans la simulation Geant4.

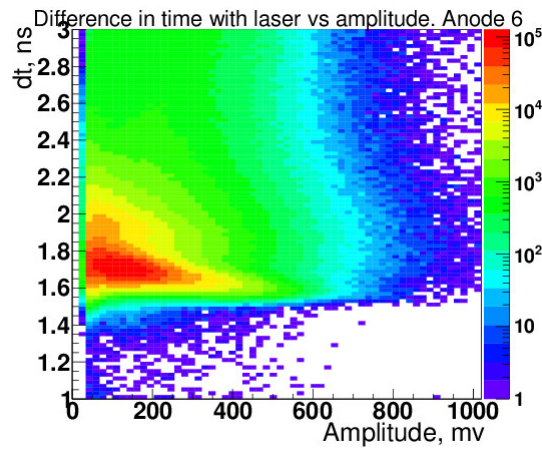


FIGURE 4.17 Différence de temps de chaque signal de la voie 6 avec le laser en fonction de l'amplitude, en échelle logarithmique.

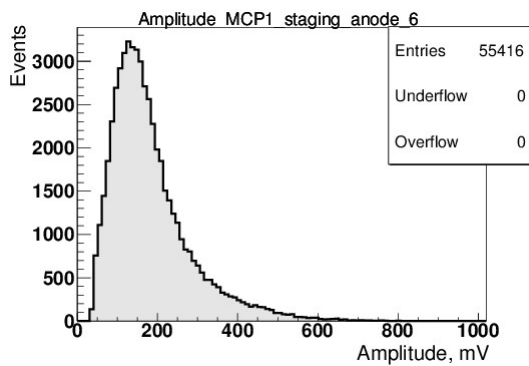


FIGURE 4.18 Spectre en amplitude des signaux d'un pixel de la voie 6.

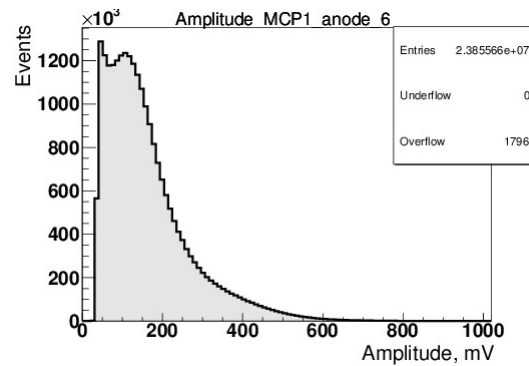


FIGURE 4.19 Spectre en amplitude des signaux de la voie 6.

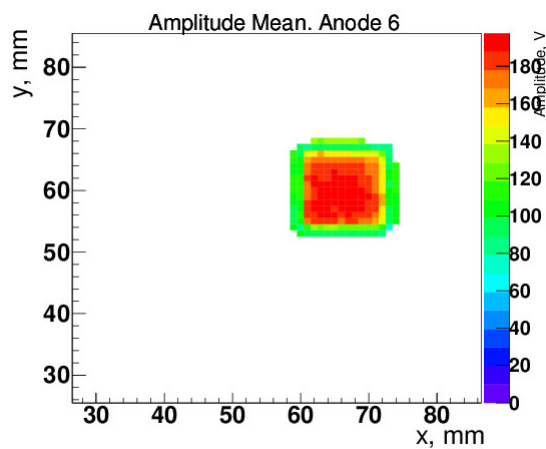


FIGURE 4.20 Amplitude des signaux de la voie 6.

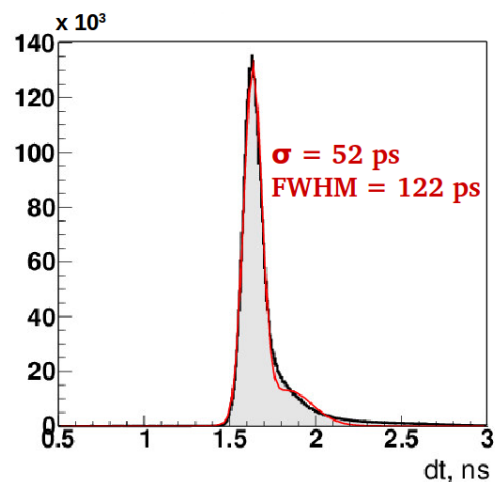


FIGURE 4.21 Somme des distributions de chaque pixel au sein de la voie 6.

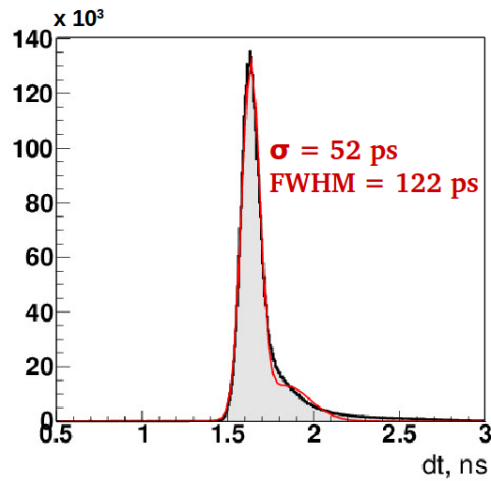


FIGURE 4.22 Somme des distributions de chaque pixel au sein de la voie 6.

2.3 Composantes dues à l'électronique

La résolution temporelle σ du détecteur possède 2 composantes dues à l'électronique. La première, σ_{jitter} , est due à la stabilité temporelle du SAMPIC et vaut 3 ps (RMS). La seconde composante, $\sigma_{electronique\ digitale}$ est due au bruit propre de la lecture et de la forme des signaux. Dans la partie précédente, nous avons vu que $\sigma_{electronique\ digitale}$ s'exprime dans l'équation 4.1 avec une composante σ_a du bruit propre de lecture et dS/dt la pente du signal.

σ_a inclut le bruit propre des amplis (V_A), le bruit propre du MCP-PMT (V_{PM}) et le bruit propre du SAMPIC (V_{ADC}). On a :

$$\sigma_a^2 = V_A^2 + V_{PM}^2 + V_{ADC}^2 \quad (4.3)$$

Pour estimer σ_a , on mesure le niveau de bruit sur la ligne de base, c'est-à-dire avant le signal d'une anode. La dispersion RMS des données autour de la ligne de base est tracée sur l'histogramme 4.23, en échelle logarithmique. L'histogramme possède une moyenne de 1.2 mV.

Sur la figure 4.24, on peut observer deux signaux typiques issus de voies centrales lorsqu'un γ de 511 keV est détecté. Pour une amplitude du signal de l'ordre de 100-500 mV, la pente dS/dt du signal vaut typiquement de 0.1-0.5 mV/ps.

Finalement, on estime la valeur de $\sigma_{electronique\ digitale}$ avec l'équation 4.1. Pour une amplitude du signal de l'ordre de 100-500 mV, $\sigma_{electronique\ digitale}$ varie entre 12 et 2.4 ps (RMS). La contribution totale due à l'électronique s'évalue comme $\sqrt{\sigma_{jitter}^2 + \sigma_{electronique\ digitale}^2}$. Pour le même intervalle d'amplitude, il vaut typiquement de 12.4 ps(RMS) à 3.8 ps(RMS).

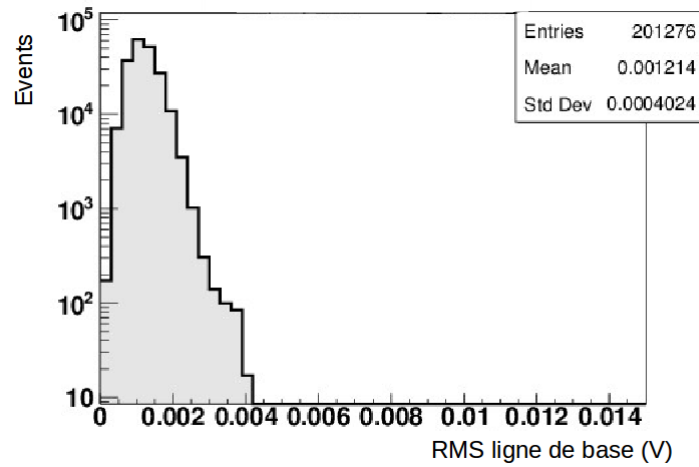


FIGURE 4.23 Bruit RMS de la ligne de base, mesuré sur les signaux d'une voie, en échelle logarithmique. La moyenne de la distribution est de 1.2 mV.

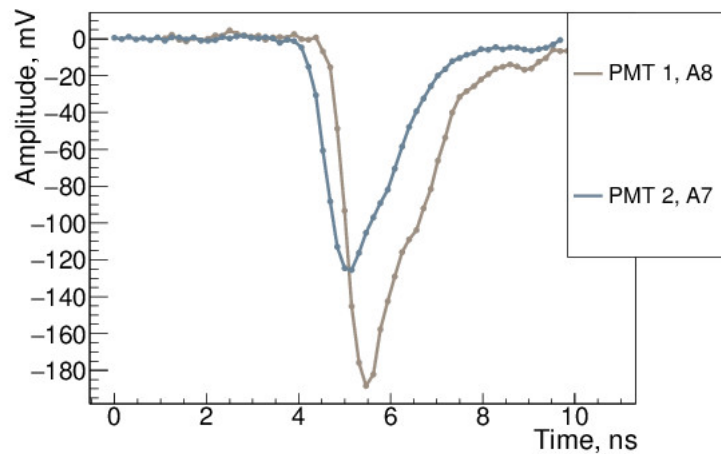


FIGURE 4.24 Exemple de 2 signaux de deux voies centrales.

Ces valeurs sont compatibles avec celle mesurée dans [58], qui donne une résolution temporelle due au SAMPIC inférieure à 5 ps (RMS) ou 12 ps (FWHM).

Après ces estimations, nous avons mesuré directement la valeur de la contribution temporelle de l'électronique. Le laser pico-seconde a déjà été utilisé pour mesurer le TTS du MCP-PMT en mode *single photon*, en faisant l'hypothèse que la résolution temporelle de l'électronique était négligeable devant le TTS du MCP-PMT. Maintenant, nous allons modifier les paramètres du laser pour que soient envoyés ~ 1000 photons sur une voie du MCP-PMT. La valeur de la contribution temporelle du MCP-PMT est désormais de quelques picosecondes ; on la considère donc négligeable devant la contribution de l'électronique.

Les paramètres temporels du faisceau de photons peuvent contribuer dans la valeur mesurée. Le faisceau a une largeur de 20 ps (FWHM). Pour 1000 photons envoyés, la contribution est de 0.6 ps, donc négligeable. Quant au jitter du faisceau, il est de 1.4 ps [64].

Le SAMPIC possède 2 cartes à 16 voies d'entrée. On envoie tout d'abord le signal d'une voie du MCP-PMT et le trigger du laser sur la même carte. Le logiciel du SAMPIC nous permet de tracer la différence de temps entre deux signaux pendant l'acquisition, visible figure 4.26 [65], avec un temps CFD reconstruit en ligne. On observe une dispersion de 5.5 ps (RMS) soit 12.3 ps (FWHM).

On étudie ensuite la différence de temps entre le signal d'une voie du MCP-PMT et le trigger du laser s'ils arrivent sur 2 cartes différentes du SAMPIC. On observe à ce moment là légère une dégradation de la résolution temporelle (6.4 ps (RMS)), dégradation attendue car il existe un jitter dans la synchronisation temporelle des 2 cartes du module SAMPIC.

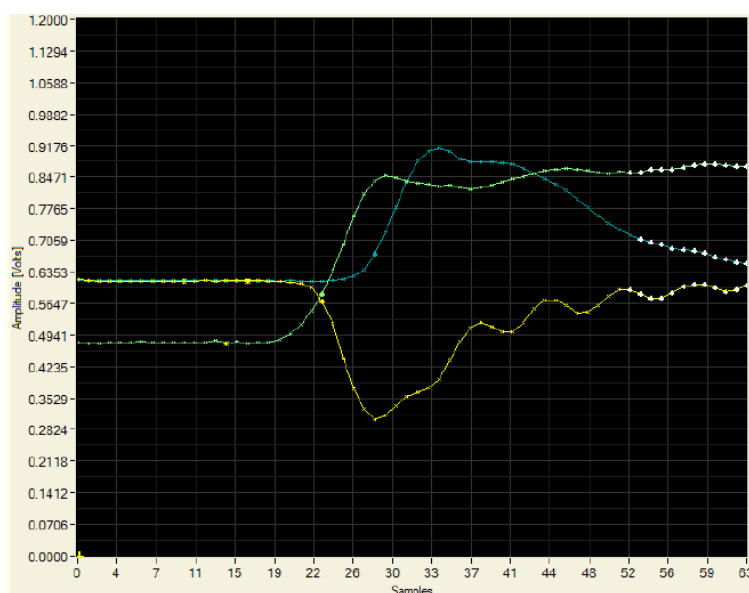


FIGURE 4.25 Capture d'écran du logiciel du SAMPIC. En vert, le signal du trigger du laser, en bleu, le signal de cathode et en jaune, le signal d'une voie.

2.4 Résolutions attendues pour PECHE et DO3

Le tableau 4.1 récapitule les valeurs des composantes de résolution temporelle, obtenues par mesure ou simulation Monte-Carlo, pour PECHE et DO3.

Pour PECHE, on observe que la principale limitation est le TTS du MCP-PMT. Pour aller au-delà, il faudra franchir cette limite technologique. Pour DO3, la contribution du MCP-PMT est bien sûr importante, mais on remarque que la dispersion des trajectoires optiques dans le TMBi joue un rôle plus important que le dans PbF_2 , dû à son épaisseur. Pour diminuer cette valeur de 165 ps, et donc améliorer la résolution temporelle globale du détecteur, on pourra diminuer l'épaisseur du volume de détection.

Dans la simulation Geant4, nous simulons la dispersion des trajectoires optiques dans le PbF_2 et le TMBi. Nous mesurons la différence de temps entre l'émission de la source et

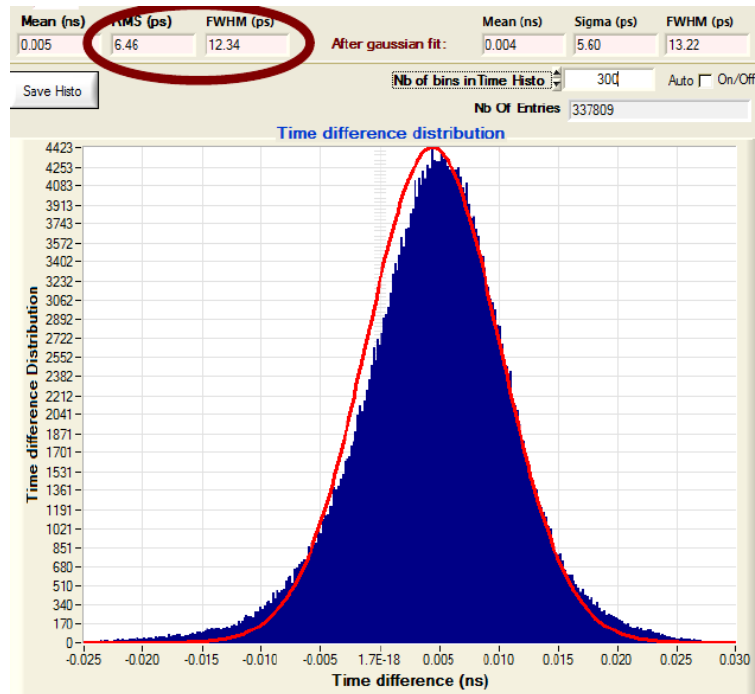


FIGURE 4.26 Capture d'écran du logiciel du SAMPIC. On observe l'historgramme de la différence de temps entre le signal d'une voie et le trigger du laser. La largeur du pic est de 5.5 ps (RMS), soit 12.3 ps (FWHM).

	Dispersion optique (simulation)	pixel MCP-PMT (mesure)	voie MCP-PMT (mesure)	jitter SAMPIC	électronique digitale (mesure)
PECHE DO3	53 ps 165 ps	79 ps	~120 ps	7 ps	9 ps

TABLE 4.1 Résumé des différentes contributions à la résolution temporelle des détecteurs. Toutes les valeurs sont données en largeur à mi-hauteur (FWHM).

l'arrivée du photon sur la photocathode. La valeur obtenue est convoluée avec le TTS du MCP-PMT. La contribution de l'électronique est considérée comme négligeable.

Les distributions de la figure 4.27 présentent les résultats de la simulation de la résolution temporelle du détecteur PECHE selon la modélisation du MCP-PMT. Dans le cas de la réponse d'un pixel uniquement, figure 4.27a, nous obtenons un résolution de 130 ps (FWHM). Dans le cas de la réponse d'une voie groupant 4 anodes, figure 4.27b, nous obtenons une résolution de 151 ps (FWHM).

Les distributions de la figure 4.28 présentent les résultats de la simulation de la résolution temporelle du détecteur DO3 selon la modélisation du MCP-PMT. Dans le cas de la réponse d'un pixel uniquement, figure 4.28a, nous obtenons un résolution de 372 ps (FWHM). Dans le cas de la réponse d'une voie groupant 4 anodes, figure 4.28b, nous obtenons une résolution de 416 ps (FWHM), avec une queue de distribution très importante.

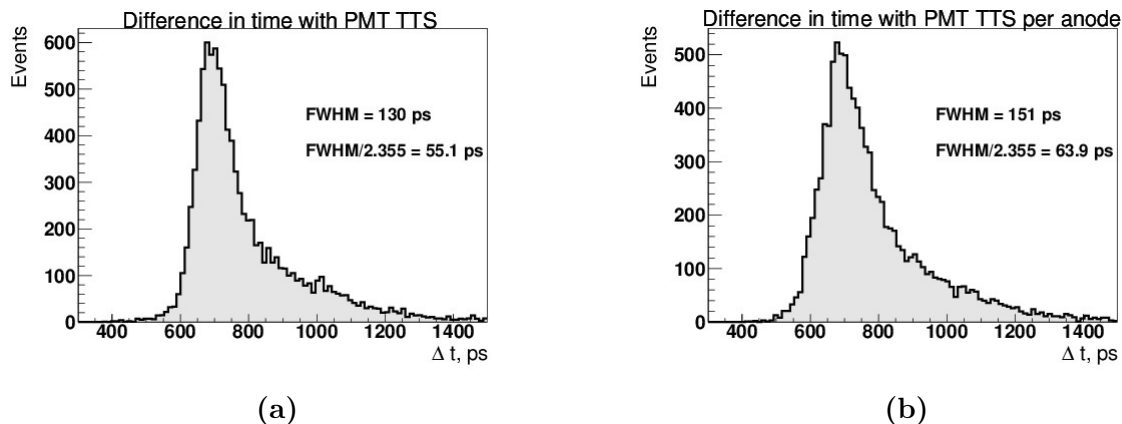


FIGURE 4.27 Simulation de la résolution temporelle du détecteur PECHE : 4.27a en modélisant le MCP-PMT suivant la réponse d'un pixel, 4.27b en modélisant le MCP-PMT suivant la réponse d'une voie groupant 4 anodes.

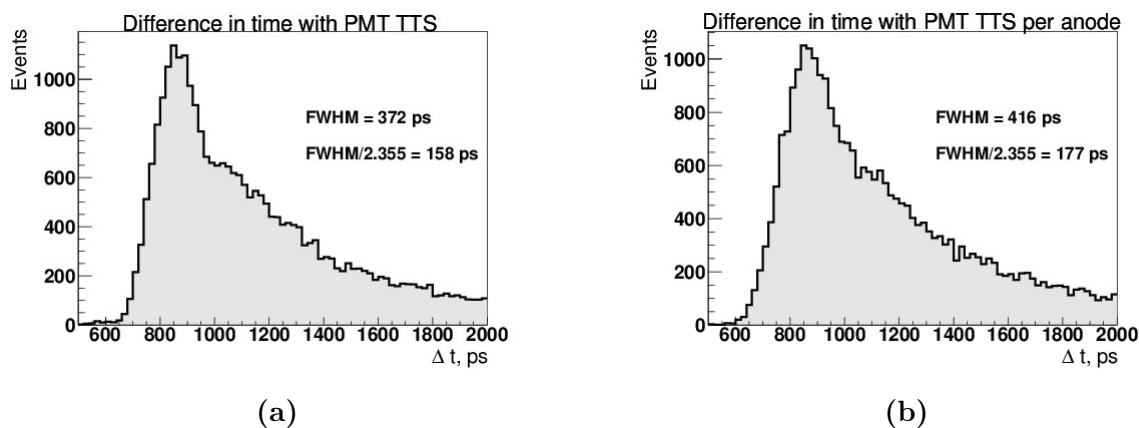


FIGURE 4.28 Simulation de la résolution temporelle de DO3 : 4.28a en modélisant le MCP-PMT suivant la réponse d'un pixel, 4.28b en modélisant le MCP-PMT suivant la réponse d'une voie groupant 4 anodes.

Les sections suivantes présentent les mesures effectuées et les résultats pour PECHE et DO3.

3 Premières mesures de la résolution temporelle de PECHE

L'objectif de cette expérience est de mesurer la résolution temporelle du détecteur PECHE. Pour cela, nous mettons face à face les deux détecteurs PECHE construits, tel qu'on le voit sur le schéma 4.29. Au centre, on place la source radioactive ^{22}Na déjà utilisée. À l'aide de l'algorithme CFD décrit plus tôt, nous reconstruisons précisément le temps de chaque signal et nous calculons leur différence. Dans le cas où il y aurait plusieurs signaux du même événement sur un détecteur, on considère le temps du premier signal. On trace l'histogramme de la distribution de cette différence de temps d'arrivée des photons. La largeur de cette distribution nous donne le temps de résolution en coïncidence (ou CRT pour *Coincidence Resolving in Time*). En supposant pour le moment que les réponses des deux détecteurs sont gaussiennes et identiques, on peut calculer la résolution temporelle de chaque détecteur en divisant le CRT par $\sqrt{2}$.

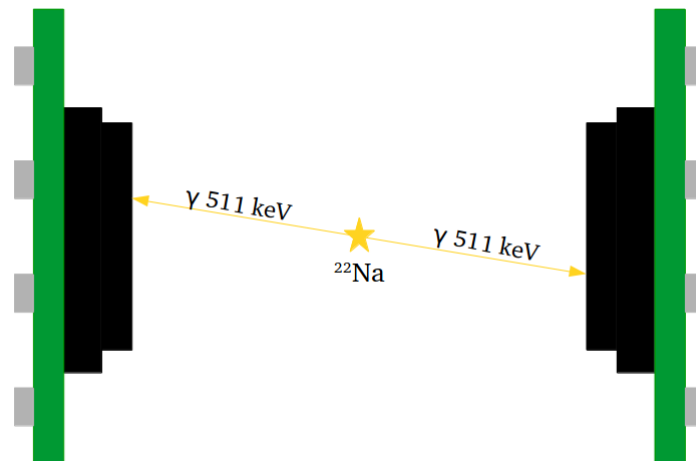


FIGURE 4.29 Banc de test : les deux détecteurs PECHE sont face à face, et la source ^{22}Na est au milieu.

Cette mesure de la résolution temporelle du détecteur PECHE s'est déroulée en deux temps. Une première mesure a été faite, avec des résultats préliminaires prometteurs. Pour des raisons historiques, les mesures de cette partie ne tiennent pas compte de la résolution temporelle du MCP-PMT étudiée avec le laser pico-seconde.

Les résultats des premières mesures de résolution temporelle de PECHE ont été publiés dans [66].

Ces premières mesures débutées en juillet 2016 nous ont permis de nous familiariser avec les paramètres d'acquisition du SAMPIC (trigger, baseline, pas de résolution, reconstruction en ligne...). Nous utilisons pour ces premières mesures la carte électronique à 9 voies de lecture, figure 4.30. Les amplificateurs utilisés pour les signaux d'anode et de cathode,

de référence ZKL-1R5+, possèdent un gain de 40 dB et une bande passante de 10 à 1500 MHz.

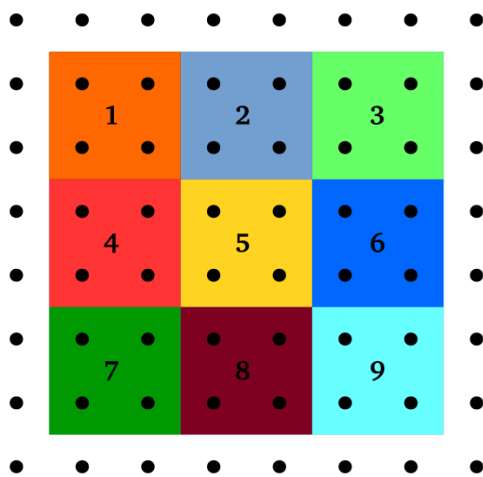


FIGURE 4.30 Schéma de la carte électronique à 9 voies.

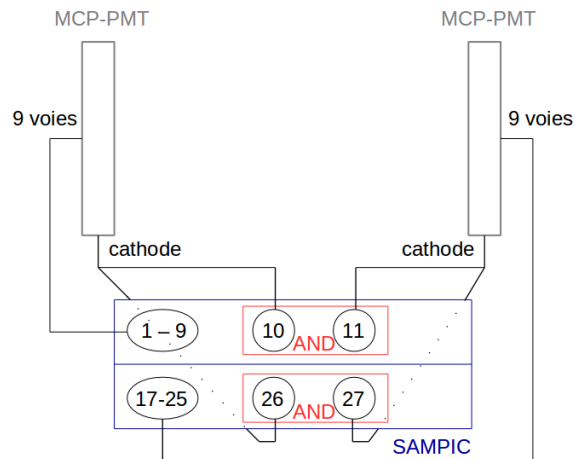


FIGURE 4.31 légende.

Déclenchement La première version du SAMPIC que nous avons ne possédait pas un trigger aussi développé que pour les secondes mesures. Nous avons choisi de déclencher en "AND" entre les signaux de cathode, et d'acquérir tous les signaux des voies. Cependant, le SAMPIC ne possède que 16 voies, et nos deux détecteurs en possédaient ensemble 20 (2 fois 9 voies plus 2 cathodes). Pour acquérir les signaux en coïncidence, nous avons donc pris un boîtier avec 2 cartes SAMPIC à l'intérieur. Dans cette version du module SAMPIC, il n'est pas possible de déclencher sur l'une et d'acquérir sur l'autre. On peut observer sur le schéma 4.31 les câbles du MCP-PMT reliés au SAMPIC. Les deux signaux de cathode ont donc été divisés en deux et chaque moitié envoyée sur l'une des cartes SAMPIC. Sur la carte du bas, nous avons donc les 9 voies du détecteur de gauche, le signal de cathode divisé du détecteur de gauche et le signal de cathode divisé du détecteur de droite. Sur la carte du haut, nous avons donc les 9 voies du détecteur de droite, le signal de cathode divisé du détecteur de gauche et le signal de cathode divisé du détecteur de droite. Sur chaque carte SAMPIC, indépendamment, le déclenchement est fait entre les 2 signaux de cathode. À chaque signal enregistré, en plus de la forme du signal, le SAMPIC enregistre le temps d'arrivée du signal reconstruit avec l'algorithme CFD. C'est avec ces temps d'arrivée que nous allons travailler sur les coïncidences reconstruites hors-ligne.

Voie centrale vs. voie centrale

Dans les données que nous avons acquises, nous avons sélectionné les événements lorsque, sur chaque MCP-PMT, la voie centrale (n°5 d'après le schéma 4.30) a déclenché, c'est-à-dire que le photon était arrivé au centre du MCP-PMT. La différence de temps d'arrivée

entre les 2 signaux de chaque voie centrale est tracée sur l'histogramme 4.32. Nous observons une largeur à mi-hauteur de $(211 \pm 20 \text{ (stat)})$ ps. Cette valeur correspond au CRT des détecteurs. En admettant que les 2 détecteurs ont chacun la même résolution temporelle, la résolution temporelle d'un détecteur est de $(149 \pm 14 \text{ (stat)})$ ps (FWHM).

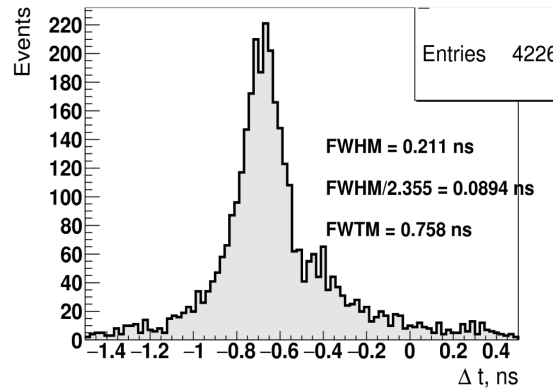


FIGURE 4.32 Mesure de la différence de temps d'arrivée au centre de chaque MCP-PMT.

Surface entière

L'intérêt du projet PECHE est la construction d'un détecteur avec une excellente résolution temporelle sur toute la surface. Nous avons donc tracé la différence des temps d'arrivée de 2 signaux, quelle que soit la voie sur laquelle le photon est arrivé. La distribution tracée montrait en premier lieu une largeur à mi-hauteur d'environ 800 ps. En observant les distributions de chaque couple de voies de déclenchement, il est vite apparu qu'un étalonnage temporel était nécessaire entre les voies.

Un premier étalonnage temporel a été fait, en se basant sur l'écart mesuré entre le signal de cathode et le signal d'une voie de lecture. La figure 4.33 présente la distribution typique de différence temporelle entre le signal de cathode et celui d'une voie, du même MCP-PMT. En prenant en compte ces paramètres d'étalonnage, la distribution de la différence des temps d'arrivée des photons sur chaque détecteur est visible sur l'histogramme 4.34. Nous observons un CRT de $(262 \pm 20 \text{ (stat)})$ ps (FWHM) donc une résolution temporelle pour un détecteur de $(185 \pm 14 \text{ (stat)})$ ps (FWHM).

2 photons

Pour vérifier l'amélioration de la résolution temporelle des détecteurs avec le nombre de photons optiques collectés, nous avons décidé de sélectionner uniquement les événements où les signaux de deux voies sur chaque MCP-PMT déclenchent. En faisant la différence des temps d'arrivée des premiers des deux photons arrivés, nous attendons donc une résolution meilleure que la valeur de 185 ps (FWHM) calculée précédemment. Les paramètres

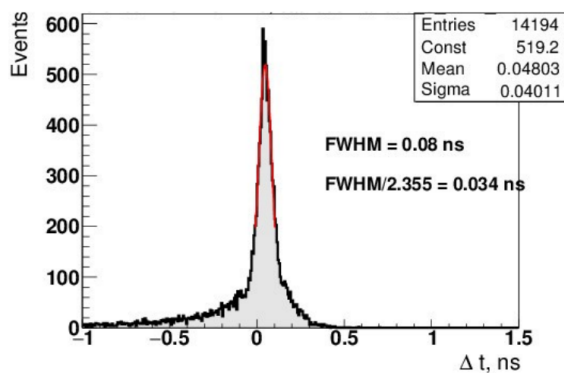


FIGURE 4.33 Distribution typique de la différence de temps d'arrivée d'un signal de cathode et d'un signal d'une voie.

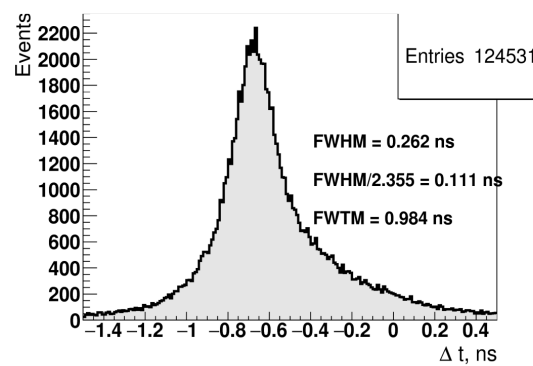


FIGURE 4.34 Mesure de la différence de temps d'arrivée sur toute la surface du PMT, après un étalonnage.

d'étalonnage sont appliqués et la distribution des différences de temps est tracée sur la figure 4.35. La distribution possède une largeur à mi-hauteur de $(199 \pm 20$ (stat)) ps, soit, pour un seul détecteur, une résolution de $(140 \pm 14$ (stat)) ps (FWHM).

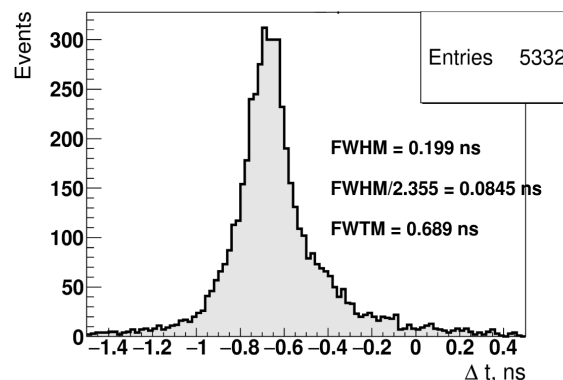


FIGURE 4.35 Mesure de la différence de temps d'arrivée sur toute la surface du PMT, après un étalonnage, lorsque l'on sélectionne les événements où 2 photons optiques sont arrivés sur la surface de chaque PMT.

Tout d'abord, on observe donc qu'en augmentant le nombre de photons collectés à la photocathode, on améliore la résolution temporelle. L'enjeu de l'amélioration de ce couplage optique est donc important tant pour l'efficacité globale de détection que pour la résolution temporelle du détecteur. En second lieu, en sélectionnant 2 photons sur chaque PMT, on pouvait s'attendre à diviser par $\sqrt{2}$ notre résolution temporelle, ce qui n'est pas le cas. On aurait une amélioration en \sqrt{n} si la réponse du détecteur était gaussienne. Mais elle n'est pas gaussienne car elle possède 2 composantes. La queue de la distribution sur l'histogramme 2.30, page 64, implique des complexités par rapport à une réponse simplement gaussienne. De plus, pour sélectionner 2 photons optiques collectés en même temps, nous avons considéré les événements dont 2 voies ont déclenché. Mais,

dans certains cas, il est possible que 2 voies déclenchent lorsqu'une avalanche est partagée entre deux anodes (*charge sharing*).

4 Mesures effectuées avec une carte de lecture améliorée

Ces mesures ont été effectuées en avril 2018. Les deux détecteurs PECHE sont remontés sur le banc de test, tel qu'on le voit sur la figure 4.36.

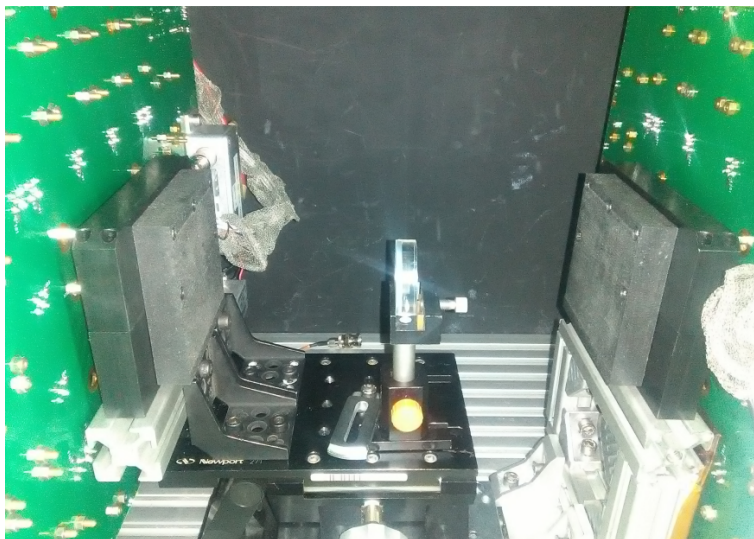


FIGURE 4.36 Photo du banc de test : les deux détecteurs PECHE sont face à face, et la source ^{22}Na est au milieu.

Cartes électroniques Les cartes électroniques ont été modifiées : tous les signaux d'anodes sont lus par 4. Nous avons donc 16 canaux de lecture par MCP-PMT. Pour différentes raisons historiques et budgétaires, ce ne sont pas les mêmes amplificateurs qui sont montés sur les deux cartes. Sur la carte de gauche, ce sont 16 amplificateurs ZKL-1R5+, de gain 40 dB qui sont montés, puis les signaux de sortie seront atténués de 3 dB. Sur la carte de droite, ce sont 16 amplificateurs ZKL-2R7+, de gain 24 dB.

Déclenchement La manière de déclencher a aussi été modifiée. Les deux cartes du module SAMPIC ont été améliorées, ce qui nous maintenant permet de déclencher en "AND" entre les deux cartes. Chaque carte du SAMPIC possède 16 entrées, ce qui est le nombre de signaux issus de chaque MCP-PMT. Les signaux d'un même MCP-PMT sont donc envoyés sur une même carte SAMPIC. Pour acquérir les signaux des γ de 511 keV en coïncidence, sur chaque carte SAMPIC, on demande un "OR" entre les 16 voies. On demande ensuite un "AND" entre les signaux "OR" des deux cartes SAMPIC, avec une fenêtre de coïncidence de 10 ns. Afin d'améliorer la vitesse d'écriture et de minimiser la taille des données, on dispose de la possibilité de n'écrire que les signaux des voies ayant déclenchées, donc participant au "OR". Le temps CFD est calculé en ligne, avec un coefficient de 0.5.

Le MCP-PMT de gauche est alimenté à 1900V et celui de droite à 2000 V. Le seuil de déclenchement de voies de la carte de gauche est de -0.070 V et de -0.015 V pour la carte de droite. Cette différence de valeur est due à la différence de l'amplification des signaux des deux cartes.

Tout d'abord, hors-ligne, on trace les spectres en amplitude et en charge de chaque voie pour vérifier qu'on ne perd pas une partie des signaux à cause du seuil du déclenchement, visibles sur les histogrammes 4.37 et 4.38.

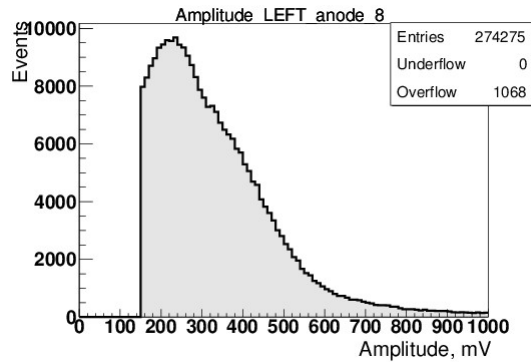


FIGURE 4.37 Spectre en amplitude des signaux en sortie de la voie 8 du détecteur de gauche. La coupure est faite hors-ligne à 150 mV.

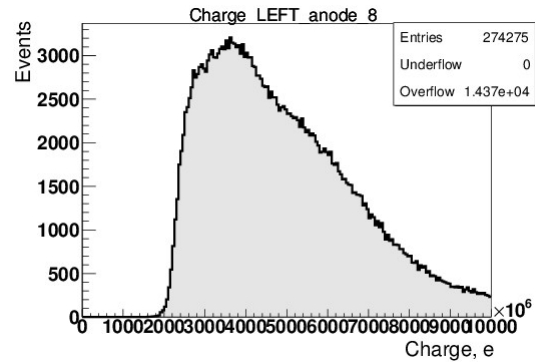


FIGURE 4.38 Spectre en charge des signaux en sortie de la voie 8 du détecteur de gauche.

On détermine ensuite le nombre de voies dont le signal a franchi le seuil imposé pour calculer le nombre de photoélectrons extraits de la photocathode. L'historgramme du nombre de voies ayant passé le seuil est visible sur la figure 4.39. Sur la figure 4.40, on trace la carte 2D des voies dont l'amplitude du signal a passé le seuil.

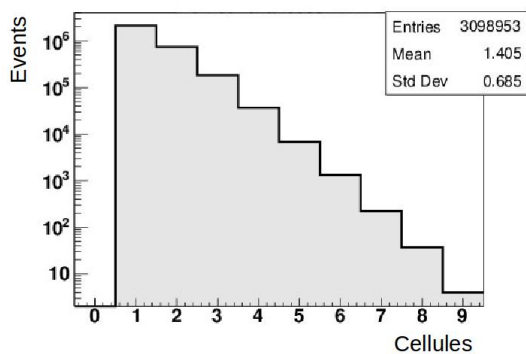


FIGURE 4.39 Nombre de voies dont le signal a passé le seuil de déclenchement, en échelle logarithmique.

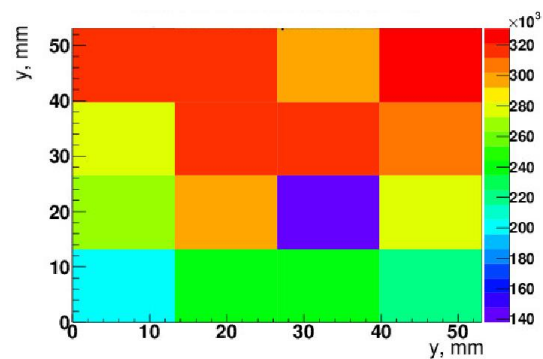


FIGURE 4.40 voies dont le signal a dépassé le seuil de déclenchement, sur l'ensemble de l'acquisition, pour le détecteur de gauche.

Cependant, le nombre de voies qui déclenchent n'est pas exactement le nombre de photoélectrons. En effet, 2 photoélectrons peuvent arriver dans la même voie. En comptant uniquement le nombre de voies, nous sous-estimerons le nombre de photoélectrons. Pour

étudier cette différence entre le nombre de voies, donc de signaux observés en sortie du MCP-PMT et le nombre de photoélectrons produits, on regarde les résultats de la simulation, visibles sur l'histogramme 4.41. En rouge, on a tracé le nombre de voies qui ont eu un signal supérieur au seuil. En bleu, le nombre effectif de photoélectrons. On ne simule pas les voies du MCP-PMT, mais connaissant la position du photoélectron, on peut estimer de quelle voie le signal devrait sortir. On peut donc savoir si plusieurs électrons sont arrivés dans la même voie. On observe la présence d'un bin 0 ; en effet, dans la simulation, on compte le nombre de photoélectrons lorsqu'un γ de 511 keV a été émis. La fraction des événements dans le bin 0 représente l'inefficacité du détecteur.

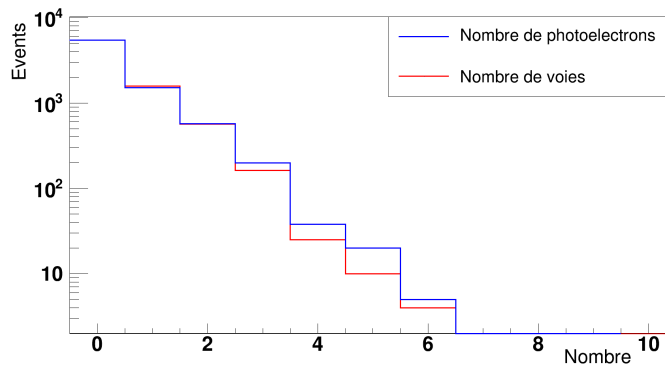


FIGURE 4.41 Simulation : nombre de photoélectrons (en bleu) et nombre de voies ayant déclenchées (en rouge) pour chaque événement.

A cause du *charge sharing*, nous surestimons le nombre de photoélectrons. L'estimation est faite grâce à la simulation.

De la même manière que lors des mesures préliminaires, nous nous intéressons d'abord la différence de temps entre deux voies centrales des MCP-PMT. La distribution est tracée sur la figure 4.42. Elle possède une largeur à mi-hauteur de 292 ps. Cette distribution est plus large que celle obtenue lors des mesures préliminaires (cf. figure 4.32) où nous avons un CRT de 211 ps (FWHM). La principale différence entre ces deux valeurs est le changement de la carte électronique. La figure 4.43 présente la différence de temps pour les photons arrivés sur la surface entière du photodétecteur. Sans aucun étalonnage appliqué, nous observons une largeur à mi-hauteur de 1.14 ns.

Nous traçons la distribution de différence de temps entre chaque voie d'un détecteur avec une voie centrale de l'autre détecteur. Les figures 4.44 et 4.45 nous montrent la différence de temps entre la voie 6 du MCP-PMT de gauche avec la voie 5 du MCP-PMT de droite et entre la voie 7 du MCP-PMT de gauche avec la voie 6 du MCP-PMT de droite. La valeur moyenne de la différence de temps de chaque voies est utilisée comme une constante d'ajustement dans la mesure de temps.

Les figures 4.46 et 4.47 résument les largeurs des distributions des différences de temps entre les 2 détecteurs.

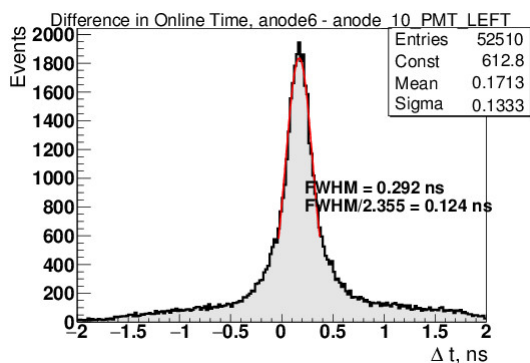


FIGURE 4.42 Différence de temps entre les signaux de la voie 6 d'un MCP-PMT avec la voie 10 de l'autre.

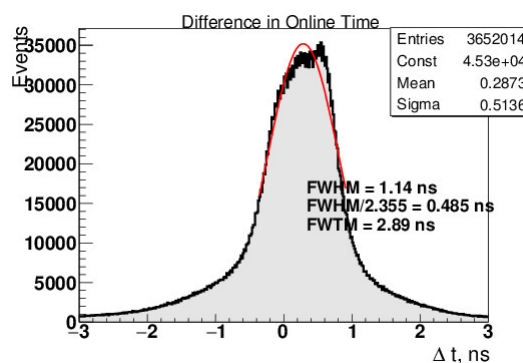


FIGURE 4.43 Mesure de la différence de temps d'arrivée sur toute la surface du MCP-PMT.

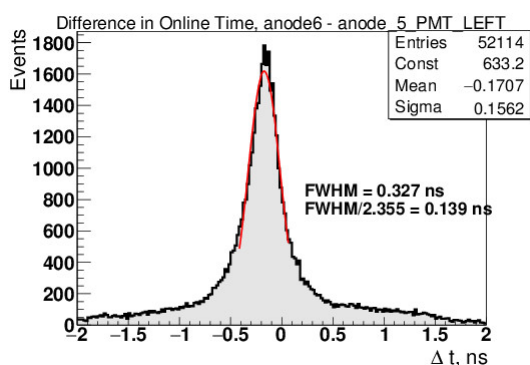


FIGURE 4.44 Différence de temps entre la voie 6 du MCP-PMT de gauche et 5 du MCP-PMT de droite.

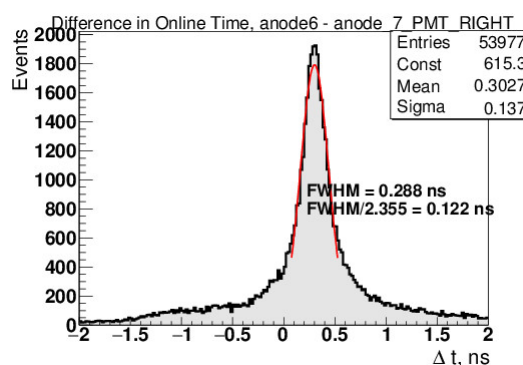


FIGURE 4.45 Différence de temps entre la voie 7 du MCP-PMT de gauche et 6 du MCP-PMT de droite.

483 ps	458 ps	772 ps	1060 ps
304 ps	307 ps	354 ps	988 ps
318 ps	291 ps	384 ps	1040 ps
700 ps	421 ps	520 ps	1000 ps

FIGURE 4.46 Largeur des distributions des différences de temps entre les voies du détecteur de gauche et la voie 6 du détecteur de droite.

693 ps	532 ps	477 ps	752 ps
477 ps	290 ps	272 ps	405 ps
442 ps	301 ps	307 ps	356 ps
700 ps	400 ps	363 ps	645 ps

FIGURE 4.47 Largeur des distributions des différences de temps entre les voies du détecteur de droite et la voie 6 du détecteur de gauche.

On applique les valeurs d'étalonnages décrites précédemment et on trace la différence temporelle entre les 2 détecteurs, pour toutes les voies des détecteurs, sur la figure 4.48.

La largeur à mi-hauteur de la distribution est de 411 ps, soit une résolution par détecteur de 290 ps, si l'on considère qu'ils ont même résolution temporelle. Cette fois-ci encore on remarque que la résolution temporelle est dégradée par rapport aux mesures préliminaires.

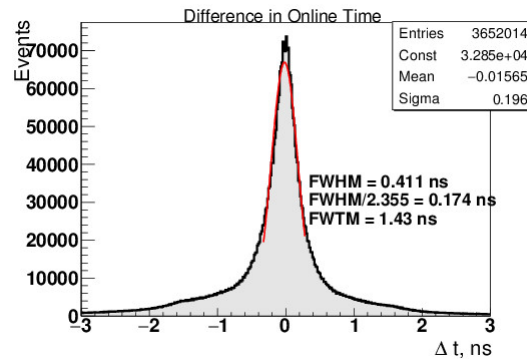


FIGURE 4.48 Mesure de la différence de temps sur la surface entière des MCP-PMT, après un premier étalonnage.

Nous avons ensuite appliqué une correction additionnelle, obtenues par les mesures avec le laser. Cette correction ajoute un temps à chaque signal en fonction de son amplitude. En étudiant la résolution temporelle sur les 4 voies centrales des MCP-PMT, figure 4.49, nous obtenons un CRT de 280 ps (FWHM). Pour la surface entière du détecteur, figure 4.50, nous obtenons un CRT de 399 ps (FWHM).

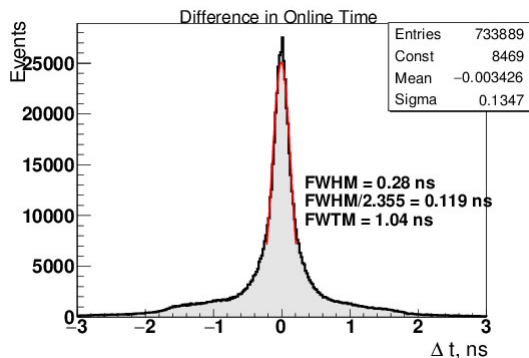


FIGURE 4.49 Mesure de la différence de temps sur les 4 voies centrales des MCP-PMT, après l'ajout d'un second étalonnage.

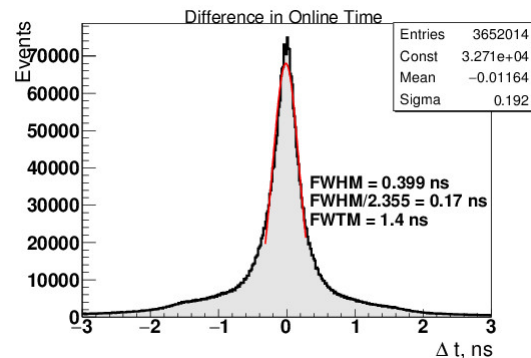


FIGURE 4.50 Mesure de la différence de temps sur la surface entière des MCP-PMT, après l'ajout d'un second étalonnage.

Discussion

De la même manière que dans les mesures préliminaires, nous avons essayé d'améliorer la résolution temporelle en augmentant la collection de la lumière. Pour cela, on sélectionne dans les événements ceux où deux voies ont déclenché de chaque côté. La distribution de la différence de temps d'arrivée des premiers signaux de chaque MCP-PMT est tracée sur

la figure 4.51 pour les 4 voies centrales et sur la figure 4.52 pour toutes les voies. Nous observons un CRT de 227 ps (FWHM) dans le premier cas et de 329 ps (FWHM).

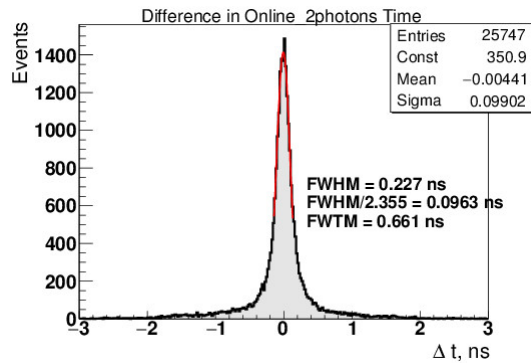


FIGURE 4.51 Mesure de la différence de temps d'arrivée des photons lorsque 2 voies par détecteurs ont déclenché, en considérant 4 voies centrales du détecteur.

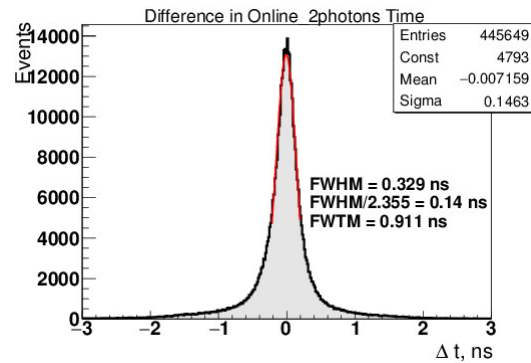


FIGURE 4.52 Mesure de la différence de temps d'arrivée des photons lorsque 2 voies par détecteurs ont déclenché.

Finalement, après étalonnage, il vient :

- pour une voie centrale de PECHE : $(206 \pm 1 \text{ (stat)})$ ps (FWHM)
- pour 4 voies centrales de PECHE : $(198 \pm 1 \text{ (stat)})$ ps (FWHM)
- pour les 16 voies de PECHE : $(282 \pm 1 \text{ (stat)})$ ps (FWHM)
- pour 4 voies de PECHE en collectant 2 photons optiques : $(161 \pm 1 \text{ (stat)})$ ps (FWHM)
- pour les 16 voies de PECHE en collectant 2 photons optiques : $(232 \pm 1 \text{ (stat)})$ ps (FWHM)

Il y a différents facteurs qui dégradent la résolution temporelle.

Nous observons que la résolution temporelle pour 4 voies centrales de PECHE est légèrement meilleure que la résolution temporelle pour une voie centrale. En augmentant la surface de collection de lumière, nous avons pu augmenter le nombre de photons collectés, et ainsi améliorer la résolution. Cependant, en augmentant encore la surface jusqu'à lire les 16 voies du MCP-PMT, les anodes extérieures, de moins bonne résolution temporelle, viennent dégrader la résolution en détectant les photons ayant subi une ou plusieurs réflexions.

Les premières mesures de la section 3 étaient soumises aux fluctuations statistiques. Pour la mesure de la résolution temporelle sur la surface entière, nous ne lisons en réalité que les 9 voies centrales, groupant 36 anodes. Or les anodes extérieures dégradent la résolution temporelle. Malgré les étalonnages effectués qui améliorent la résolution temporelle du détecteur, les valeurs obtenues restent éloignées des valeurs de simulation.

Il existe des différences avec la simulation. Tout d'abord, nous avons pris une résolution typique pour le MCP-PMT, nous ne reproduisons pas exactement toute la structure de

la surface du MCP-PMT. De plus, dans la simulation, on ne prend pas en compte l'effet de *charge sharing*. Ensuite, le cristal n'est pas parfait, il est abîmé dans certains coins. Enfin, dans la simulation, nous ne simulons qu'un seul détecteur, au lieu de deux détecteurs face-à-face. Ici, nous avons comparé la résolution temporelle calculée par simulation avec le CRT divisé par $\sqrt{2}$, ce qui est valable si la réponse de nos détecteurs est gaussienne. Cependant, elle ne l'est pas, il y a une présence de queue. Nos mesures sont donc pessimistes. Il faudra modéliser les deux détecteurs face-à-face pour comprendre.

Nous voyons ici tout le défi du développement d'un détecteur d'excellente résolution temporelle à grande surface.

5 Mesure de la résolution temporelle de DO3

5.1 Expérience

La mesure de la résolution temporelle de DO3 a commencé en mars 2018. De la même manière que la résolution temporelle de PECHE a été mesurée, on mesure celle de DO3. Cependant, dans l'expérience précédente, nous pouvions mettre deux détecteurs PECHE l'un en face de l'autre et considérer que leur résolution temporelle étaient les mêmes, et ainsi diviser simplement le CRT par la racine carrée de 2. Ne possédant qu'un détecteur DO3, nous avons placé DO3 en face de PECHE sur le banc de test. Et connaissant la résolution temporelle de PECHE (σ_{PECHE}) et considérant les réponses comme gaussiennes, nous pourrions exprimer la résolution temporelle de DO3 comme :

$$CRT^2 = \sigma_{PECHE}^2 + \sigma_{DO3}^2 \Rightarrow \sigma_{DO3}^2 = CRT^2 - \sigma_{PECHE}^2 \quad (4.4)$$

La photo 4.53 montre le banc de test avec DO3 à gauche et PECHE à droite.

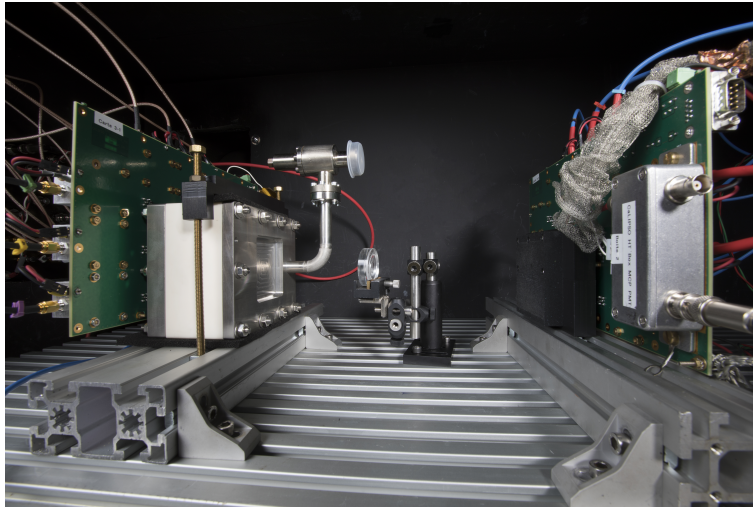


FIGURE 4.53 Banc de test : DO3 (à gauche) en face de PECHE (à droite), avec la source ^{22}Na .

DO3, est monté sur la carte électronique à 16 voies, avec les amplis ZKL-1R5+, 3 dB d'atténuation par voie en sortie. Le MCP-PMT 9002039 est alimenté avec une tension de 1900 V. Le seuil de déclenchement pour chaque voie est fixé à -0.070 V. PECHE est monté sur la carte électronique à 16 voies, avec les amplis ZKL2R7+ et le MCP-PMT 9002038 est alimenté à 2000 V. Le seuil de déclenchement pour chaque voie est fixé à -0.015 V.

Déclenchement On déclenche de la manière que précédemment : les 16 sorties de DO3 sont reliées aux 16 voies d'une carte du SAMPIC, et on déclenche en "OR" sur ces 16 voies. Les 16 sorties de PECHE sont reliées aux 16 voies de la deuxième carte du même

SAMPIC et on déclenche également en "OR" entre ces 16 voies. Enfin, les données seront écrites si on obtient un "AND" entre les deux "OR". On écrit uniquement les voies ayant participé au "OR".

On peut observer sur la figure 4.54 quatre exemples de coïncidences. Dans les 2 exemples du haut, seule une voie sur chaque détecteur a déclenché. Sur l'exemple du bas, à gauche, 3 signaux de DO3 de 3 voies différentes (7, 11, 12) ont passé le seuil, et le signal de la voie 16 de PECHE. Sachant que les voies 7 et 11 ont une frontière commune et 11 et 12 également, on peut douter qu'il s'agit de 3 photoélectrons arrivés sur 3 voies différentes, ou si une partie de la gerbe électronique du photoélectron de la voie 11 s'est retrouvé sur une anode de la voie 7 (par exemple). Sur le dernier exemple, en bas à droite, deux voies côte à côte de DO3 ont déclenché, et une voie de PECHE.

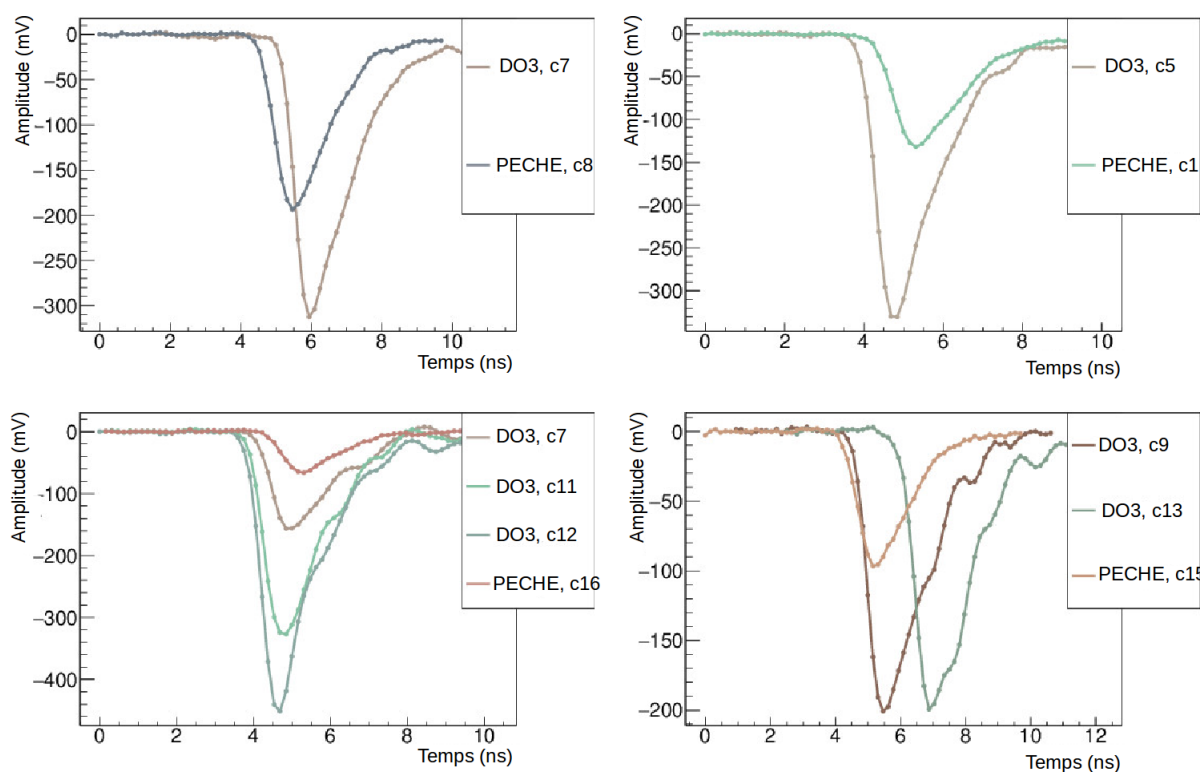


FIGURE 4.54 Exemples de signaux ayant déclenchés en coïncidence entre DO3 et PECHE.

Sur les histogrammes 4.55 et 4.56, nous comptons le nombre d'événements respectivement dans DO3 et PECHE.

5.2 Mesure

De la même manière que lors de la mesure de résolution temporelle du détecteur PECHE, nous commençons par mesurer la différence de temps entre les deux voies 6. La distribution de ces différences de temps est tracée sur la figure 4.57. On observe que la distribution

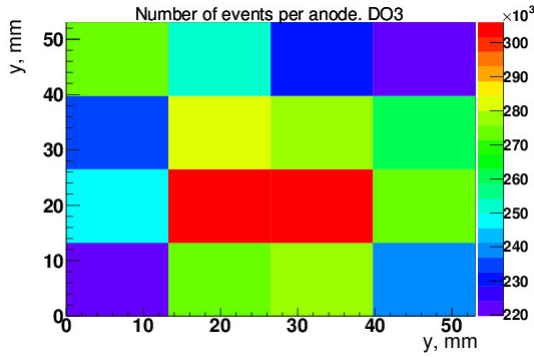


FIGURE 4.55 Nombre d'événements par voies de DO3.

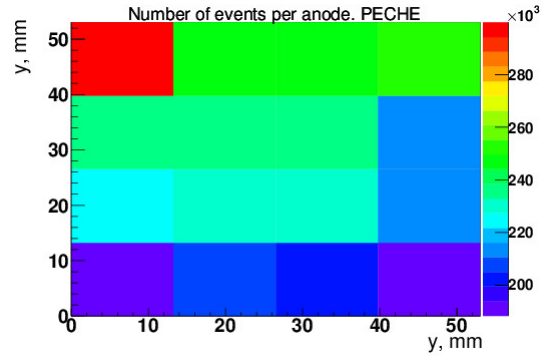


FIGURE 4.56 Nombre d'événements par voies de PECHE.

est très large, d'une largeur à mi-hauteur de 541 ps et très non-gaussienne. On s'intéresse ensuite aux photons arrivés sur la surface entière du détecteur. La distribution de la différence de temps entre n'importe quelle voie des deux MCP-PMT est tracée sur la figure 4.58. On calcule une largeur à mi-hauteur de 1.27 ns.

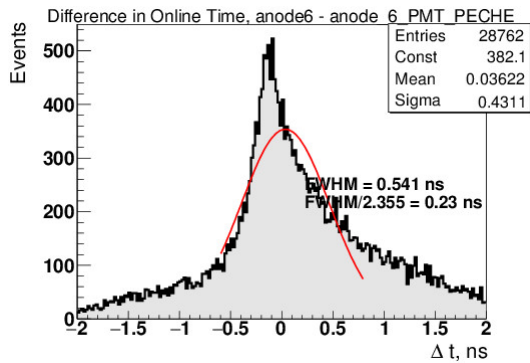


FIGURE 4.57 Différence de temps entre la voie 6 de DO3 et la voie 6 de PECHE.

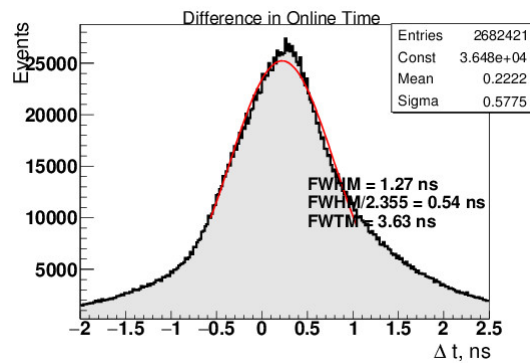


FIGURE 4.58 Différence de temps d'arrivée sur toute la surface du MCP-PMT.

Nous appliquons les valeurs de calibration calculées juste précédemment. La distribution des différences de temps pour toute la surface est tracée sur la figure 4.59. On observe maintenant une largeur à mi-hauteur de 729 ps. Un étalonnage est donc essentiel dans cette mesure.

Nous allons également appliquer les valeurs de la calibration du MCP-PMT. Dans cette analyse, nous ne sélectionnons que les voies 5, 6, 9, 10 du détecteur PECHE. La distribution de la différence de temps entre la surface entière de DO3 et les voies sélectionnées de PECHE est tracée sur la figure 4.60. On observe une largeur à mi-hauteur de 689 ps.

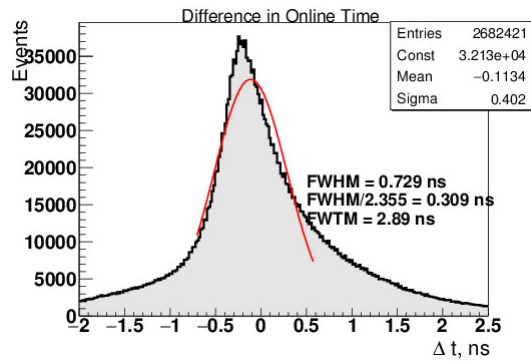


FIGURE 4.59 Différence de temps d'arrivée sur toute la surface de DO3 et de PECHE.

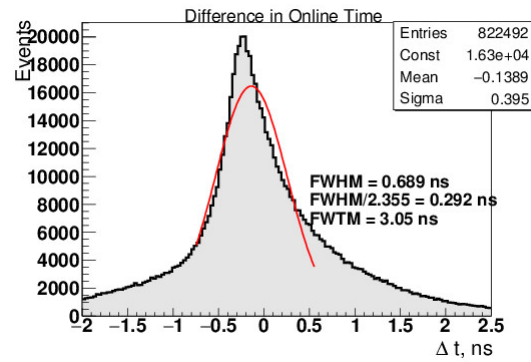


FIGURE 4.60 Différence de temps d'arrivée sur toute la surface de DO3 et sur 4 voies de PECHE.

5.3 Discussion

Pour la mesure de la différence de temps entre une voie centrale de DO3 et une voie centrale de PECHE, nous avons obtenu un CRT de 541 ps (FWHM). En supposant une résolution temporelle de 206 ps (FWHM) pour PECHE, nous mesurons pour une voie centrale de DO3 une résolution temporelle de 500 ps (FWHM).

Pour la mesure de la différence de temps entre la surface entière de DO3 et 4 voies centrales de PECHE, nous avons obtenu un CRT de 689 ps (FWHM). En supposant une résolution temporelle de 198 ps (FWHM) pour PECHE, nous mesurons pour la surface entière de DO3 une résolution temporelle de 660 ps (FWHM).

Nous essayons d'améliorer la résolution de DO3 en augmentant la collection de lumière. La figure 4.61 présente la distribution des la différence de temps d'arrivée des photons lorsque 2 photons sont sélectionnés sur la surface entière de DO3 et sur 4 voies centrales de PECHE. On observe un CRT de 534 ps (FWHM). En supposant une résolution temporelle de 232 ps (FWHM) pour PECHE, nous mesurons pour la surface entière de DO3 une résolution temporelle de 480 ps (FWHM).

Pour résumer, nous avons mesuré, après étalonnage :

- pour une voie centrale de DO3 : 500 ps (FWHM)
- pour les 16 voies de DO3 : 660 ps (FWHM)
- pour les 16 voies de DO3 en collectant 2 photons optiques : 480 ps (FWHM)

L'incertitude statistique (de l'ordre de 1 ps) est considérée comme négligeable. Cette dégradation de la résolution temporelle par rapport aux valeurs de la simulation est expliquée de la même manière que dans le cas de PECHE.

Sur les figures 4.28, les distributions présentent une queue très importante qui vient dégrader la résolution temporelle de D03, due au TTS du MCP-PMT et la dispersion des trajectoires des photons optiques dans le TMBi, due à son épaisseur. Dans le prochain chapitre, nous étudierons l'effet de l'épaisseur du TMBi sur la résolution temporelle.

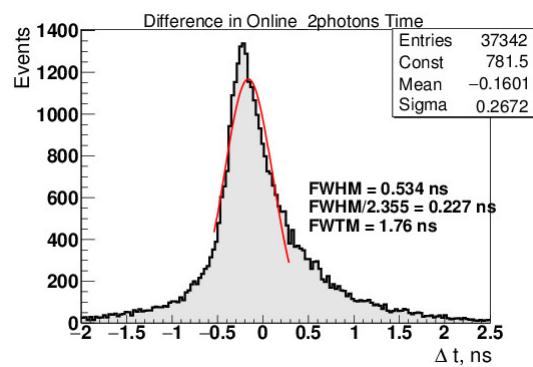


FIGURE 4.61 Mesure de la différence de temps d'arrivée sur toute la surface de DO3 et 4 voies de PECHE, après l'étalonnage, lorsque l'on sélectionne les événements où 2 photons optiques sont arrivés sur chaque MCP-PMT.

Chapitre 5

Perspectives

1 Simulation du scanner TEP-TOF corps entier dans des conditions optimisées et calcul du NECR

Le potentiel d'une caméra TEP corps entier utilisant les cristaux de PbF_2 a été modélisé par M. Alokhina et al. [67] en utilisant un simulation Monte Carlo qui reproduit la géométrie et le comportement du détecteur, dans les codes de simulation GATE [68] basés sur Geant4 [69].

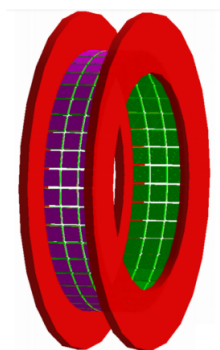


FIGURE 5.1 Schéma du scanner simulé.

Le tomographe corps entier, visible sur la figure 5.1, est constitué de 3 anneaux de détecteurs afin d'obtenir un champ de vue axial de 180 mm et un champ de vue transaxial de 91 cm. Chaque anneau est constitué de 48 modules de détection. Chacun de ces modules est composé de 64 ($8 \times 8 \times 1$) cristaux de PbF_2 , de dimension $6.5 \times 6.5 \times 10 \text{ mm}^3$. Les 64 cristaux de PbF_2 sont couplés avec le MCP-PMT de Photonis étudié dans ce manuscrit. Le MCP-PMT possédant 64 anodes, chaque anode correspond à un cristal. Le choix a été fait de coupler optiquement les cristaux et le MCP-PMT avec la technique du collage moléculaire développée dans le chapitre 2.

Toutes les surfaces des cristaux sont peintes en blanc (afin de réfléchir les photons uniformément et indépendamment de leur angle d'incidence) et deux épaisseurs, 10 et 20 mm, ont été simulées. En mesurant la différence de temps d'arrivée de deux photons en coïncidence dans deux modules de détection, on calcule un CRT de 180 ps (FWHM) pour une épaisseur de 10 mm et un CRT de 380 ps pour une épaisseur de 20 mm (FWHM).

Pour évaluer les performances d'un détecteur, on utilise le NECR (défini dans le chapitre 1, section 1.2.2, page 16) caractérisant le rapport signal-sur-bruit. D'après les normes NEMA NU-2007 [70], on peut calculer le NECR en fonction de l'activité pour différentes configurations du scanner. Les résultats de la simulation, pour des cristaux de 10 et 20 mm, avec et sans l'information du temps de vol, sont représentés sur la figure 5.2 et comparés avec les performances du scanner Discovery-690 de General Electric [31].

On observe qu'un tel détecteur offrirait une qualité d'imagerie équivalente, voire légèrement meilleure. Pour obtenir une amélioration significative des performances, il est nécessaire de disposer soit de photodétecteurs de meilleure résolution temporelle, soit d'améliorer nettement l'efficacité de collection de la lumière Cherenkov produite. Ces améliorations possibles sont discutées dans les sections 2 et 3.

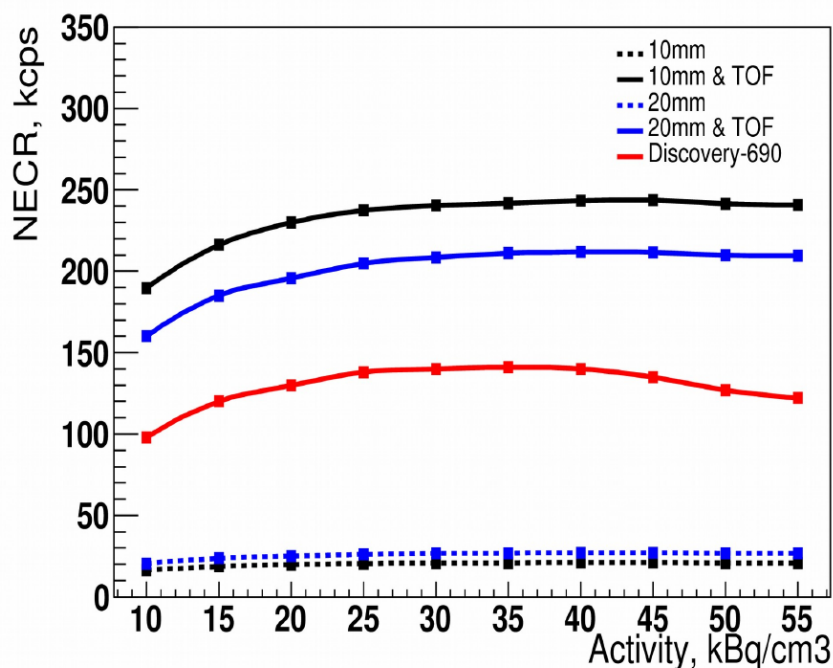


FIGURE 5.2 Comparaison du NECR en fonction de l'activité de la source pour les prototypes PECHÉ en comparaison avec les performances du scanner commercial Discovery-690 de General Electric [31]

2 Résolution temporelle des photodétecteurs

La résolution temporelle des deux détecteurs PECHE et DO3 est limitée par le TTS de MCP-PMT. Le MCP-PMT possède un excellent TTS par pixel, assez uniforme en surface, mais la lecture de signal par anode de taille de quelques millimètres dégrade la résolution temporelle.

Pour améliorer la résolution temporelle, il faut lire les anodes individuellement et réduire la taille d'une anode. Or réduire la taille d'une anode signifie augmenter le nombre d'anode. Un des moyens pour limiter le nombre de canaux d'électronique et pour garder une bonne résolution spatiale est l'utilisation des lignes à retard, instrumentées aux deux extrémités.

Pour un MCP-PMT de 32×32 anodes, nous avons 1024 anodes à lire. Avec cette méthode de lecture par piste, nous ne lirons donc que 32 lignes, instrumentées aux deux extrémités, soit 64 voies de lecture, et aurons une correction du retard de lecture en fonction de la position XY du signal.

Les performances des photodétecteurs sont en cours d'amélioration. Les détecteurs utilisant l'effet Cherenkov en bénéficieront directement.

Les performances du SiPM s'améliorent en permanence. La résolution temporelle mesurée sur une micro-cellule est de l'ordre de 20 ps (FWHM) [71]. Cependant, avec un détecteur basé sur l'effet Cherenkov, il reste toujours peu utilisable à cause du bruit de fond du SiPM.

Un photodétecteur dit "trynode" est également en cours de développement [72]. L'amplification des électrons est faite en traversant une membrane très fine. Ainsi, en s'affranchissant des fluctuations du parcours des électrons, une résolution temporelle inférieure à 20 ps (FWHM) est envisagée.

Enfin, il existe un type de photodétecteur, *Radio Frequency PMT* ou *streak chamber* [73], dont la résolution temporelle est de l'ordre de 1 ps (FWHM). L'électron pénètre dans un tube où un fort champ électrique périodique très haute fréquence (GHz) est appliqué. En fonction de la phase du champ électrique lorsque l'électron arrive, l'électron sera plus ou moins dévié en sortie. On mesure cette déflexion spatiale pour calculer le temps d'arrivée de l'électron. Néanmoins, le photodétecteur n'est pas capable d'accéder à l'information 2D. Il existe des projets de développement de détecteurs de grande taille en le couplant avec un détecteur de type CaLIPSO qui permette de récupérer l'information 2D.

3 Le projet ClearMind : optimisation de la collection des photons optiques

Améliorer significativement l'efficacité de la collection de la lumière est l'objectif du projet ClearMind [74].

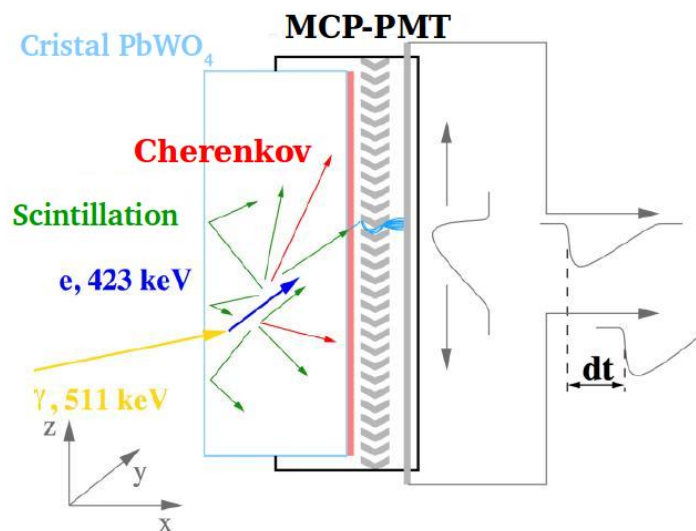


FIGURE 5.3 Schéma du projet ClearMind.

Dans ce manuscrit, nous avons utilisé un gel optique entre le cristal PbF_2 et la vitre de saphir du MCP-PMT pour collecter les photons optiques. Nous avons également discuté du collage moléculaire mais il est difficilement réalisable pour des raisons techniques. Les premières difficultés techniques concernent la rugosité (inférieure à 1 nm) et la planarité (inférieure à $1 \mu\text{m}$) nécessaires du cristal et de la fenêtre du MCP-PMT. De plus, les forces de pression mises en jeu déformeront la fenêtre du MCP-PMT.

Afin de s'affranchir du couplage optique entre le cristal et la vitre du MCP-PMT, l'idée de ClearMind, figure 5.3, est de déposer directement la photocathode du MCP-PMT sur le cristal de PbF_2 . Or, le PbF_2 se révèle être un cristal fragile. De plus, lorsqu'il est chauffé aux températures nécessaires à l'évaporation de la couche photoélectrique, il dégage des composés de plomb (principalement de PbF). Pour éviter ces problèmes, l'utilisation d'un cristal de PbWO_4 a été étudiée. Le tungstate de plomb (PbWO_4) est un cristal scintillant et un radiateur Cherenkov étudié en détail par [75–78]. Il possède une forte densité (8.8 g/cm^3) et un Z élevé (188) et dégage considérablement moins que le PbF_2 à haute température.

En supprimant le phénomène de réflexion à l'interface entre le PbWO_4 et le MCP-PMT, le nombre de photons optiques à la photocathode sera augmenté d'un facteur 4, ce qui améliorera l'efficacité du détecteur et la résolution temporelle.

Son rendement de lumière Cherenkov est proche de celui du PbF_2 et il génère en plus, à faible rendement, de la lumière de scintillation sur des constantes de temps rapides. Nous pourrions donc atteindre une excellente résolution temporelle et cette double production de lumière rendra possible la mesure de l'énergie déposée dans le cristal et la reconstruction de la position des interactions gamma en utilisant un cristal monolytique.

Enfin, le MCP-PMT sera lu avec la méthode de lignes à retard.

4 Perspectives de CaLIPSO

Avec le détecteur DO3, nous avons mesuré une très bonne efficacité, 25.5 %. En revanche, la résolution en temps du détecteur est moins bonne que la résolution attendue. Les principales limitations sont la grande dispersion des trajectoires des photons optiques dans le TMBi et le TTS du MCP-PMT.

Nous avons étudié dans la simulation Geant4 de DO3 différentes épaisseurs du TMBi, initialement de 50 mm, et étudié ses effets en terme d'efficacité et de résolution en temps. Les résultats sont présentés au tableau 5.1. La manière de modéliser la réponse du MCP-PMT est la même que dans le chapitre 4, section 2.4.

Epaisseur de DO3	ε	Dispersion des trajectoires des photons optiques (FWHM)	Résolution temporelle (FWHM)
10 mm	14.3 %	68.5 ps	196 ps
20 mm	21.3 %	121 ps	204 ps
30 mm	25.2 %	131 ps	208 ps
50 mm	29.4 %	178 ps	416 ps

TABLE 5.1 Résultats de l'efficacité et de la résolution temporelle de DO3 en fonction de l'épaisseur du TMBi.

On observe, comme on s'y attend, qu'en diminuant l'épaisseur du TMBi, la dispersion des trajectoires des photons optiques diminue, ce qui fait diminuer la résolution temporelle globale du détecteur. Mais on diminue en même temps l'efficacité globale de détection. Il faudra donc trouver un équilibre entre l'efficacité et la résolution en temps.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que le détecteur CaLIPSO est un double détecteur, avec une partie détecteur optique (DO3) et une partie détecteur d'ionisation. Le développement du détecteur à ionisation est présenté par X. Mancardi dans sa thèse [79]. Il consiste à collecter sur un plan pixellisé les charges libres créées par ionisation lors de l'interaction du photon γ dans le TMBi, afin de reconstruire l'énergie du γ incident (proportionnelle au nombre de charge collectées) et la position 3D de l'interaction dans le TMBi (grâce au plan pixellisé et au temps de dérive des électrons dans le détecteur).

Deux facteurs limitent la collection des charges libres créées. Tout d'abord, une fois les paires électrons-ions créées par la particule ionisante, les électrons produits peuvent se recombiner avec leur ion parent. C'est le phénomène de recombinaison initiale, qui diminue le nombre d'électrons à collecter. Ensuite, lorsque les électrons dérivent dans le TMBi vers l'anode de collection grâce à un champ électrique appliqué, les impuretés électronégatives contenues dans le liquide vont pouvoir piéger et ainsi diminuer le signal. Un travail d'ultrapurification a donc dû être mis en place avant la mesure du rendement d'ionisation.

Afin de mesurer le rendement d'ionisation, deux types de mesures sont mises en place. La mesure du courant d'ionisation induit par le déplacement des électrons permet de

remonter à la mesure du rendement d'ionisation, le courant induit étant proportionnel au nombre d'électrons ayant échappés à la recombinaison initiale. Et la mise en place d'une mesure en charge collecte les charges à l'anode.

Les signaux mesurés étant très faibles (de l'ordre de ~ 100 fA pour les mesures en courant et moins d'un millier d'électrons pour les mesures en charge), une électronique de lecture très bas bruit a due être mise en place et constitue un réel challenge technologique.

Deux laboratoires de l'Université de München (Allemagne), *European Institute for Molecular Imaging* et *Institut for Kernphysik*, ont souhaité se joindre aux efforts de l'équipe CaLIPSO de Saclay.

Une publication sur les mesures de rendement de production de charges sur le TMBi est en préparation.

Avec la reconstruction en 3D de la position de l'interaction du γ de 511 keV dans le TMBi grâce au détecteur ionisation, nous pourrions améliorer la résolution temporelle du détecteur CaLIPSO. Dans l'étude faite sur DO2 [48], les simulations ont montré que la décorrélation de la position de l'interaction avec le temps de détection du signal permet d'améliorer la résolution temporelle de 79 %. Il faudra refaire les calculs pour DO3 en adaptant la géométrie.

Une fois les deux détecteurs optimisés, nous pourrions envisager de construire le prototype complet de CaLIPSO.

Bibliographie

- [1] H. O. Anger and A. Gottschalk, “Localization of brain tumors with the positron scintillation camera,” *Journal of Nuclear Medicine (US)*, vol. 4, 1963.
- [2] S. Korpar, R. Dolenc, P. Križan, R. Pestotnik, and A. Stanovnik, “Study of tof pet using cherenkov light,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 654, no. 1, pp. 532–538, 2011.
- [3] S. Korpar, R. Dolenc, P. Križan, R. Pestotnik, and A. Stanovnik, “Study of a cherenkov tof-pet module,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 732, pp. 595–598, 2013.
- [4] D. L. Bailey, D. W. Townsend, P. E. Valk, and M. N. Maisey, *Positron emission tomography*. Springer, 2005.
- [5] O. De Dreuille, P. Maszelin, H. Foehrenbach, G. Bonardel, and J. Gaillard, “Principe et technique de la tomographie par émission de positons (tep),” *Encyclopédie Médico-Chirurgicale*, pp. 35–310, 2002.
- [6] B. Bendriem, “Les détecteurs de positons : Caméra pet-caméra pet-spect,” *Revue de l’ACOMEN*, vol. 4, no. 1, pp. 34–40, 1998.
- [7] S. Nicol, *Étude et construction d’un tomographe TEP/TDM pour petits animaux, combinant modules phoswich à scintillateurs et détecteur à pixels hybrides*. PhD thesis, Université de la Méditerranée-Aix-Marseille II, 2010.
- [8] I. Buvat, “Reconstruction tomographique.” http://www.guillemet.org/irene/coursem/RIA_Recon2012.pdf, 2012.
- [9] I. Buvat, “Tomographie d’émission de positons.” http://www.guillemet.org/irene/coursem/Lyon_PET2009.pdf, 2009.
- [10] M. Conti, “Effect of randoms on signal-to-noise-ratio in tof pet,” vol. 3, pp. 6–pp, 2005.
- [11] <https://physics.nist.gov>.

- [12] P.-E. Vert, *Etude, développement et validation d'un concept d'architecture électronique sans temps mort pour TEP de haute sensibilité*. PhD thesis, Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, 2007.
- [13] M. Conti, "State of the art and challenges of time-of-flight pet," *Physica Medica : European Journal of Medical Physics*, vol. 25, no. 1, pp. 1–11, 2009.
- [14] C. J. Groiselle and S. J. Glick, "3d pet list-mode iterative reconstruction using time-of-flight information," vol. 4, pp. 2633–2638, 2004.
- [15] H. W. de Jong, F. H. van Velden, R. W. Kloet, F. L. Buijs, R. Boellaard, and A. A. Lammertsma, "Performance evaluation of the ecat hrct : an iso-lyso double layer high resolution, high sensitivity scanner," *Physics in Medicine & Biology*, vol. 52, no. 5, p. 1505, 2007.
- [16] W. W. Moses, "Recent advances and future advances in time-of-flight pet," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 580, no. 2, pp. 919–924, 2007.
- [17] J. S. Karp, S. Surti, M. E. Daube-Witherspoon, and G. Muehllehner, "Benefit of time-of-flight in pet : experimental and clinical results," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 49, no. 3, pp. 462–470, 2008.
- [18] R. Gariod, R. Allemand, E. Cormoreche, M. Laval, and M. Moszynski, *The LETI positron tomograph architecture and time of flight improvements*. 1982.
- [19] M. M. Ter-Pogossian, D. C. Ficke, M. Yamamoto, and J. T. Hood, "Super PETT I : a positron emission tomograph utilizing photon time-of-flight information," *IEEE transactions on medical imaging*, vol. 1, no. 3, pp. 179–187, 1982.
- [20] W.-H. Wong, N. A. Mullani, E. A. Philippe, R. Hartz, and K. L. Gould, "Image improvement and design optimization of the time-of-flight pet," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 24, no. 1, pp. 52–60, 1983.
- [21] K. Ishii, H. Orihara, T. Matsuzawa, D. M. Binkley, and R. Nutt, "High resolution time-of-flight positron emission tomograph," *Review of scientific instruments*, vol. 61, no. 12, pp. 3755–3762, 1990.
- [22] T. K. Lewellen, "Time-of-flight pet," in *Seminars in nuclear medicine*, vol. 28, pp. 268–275, Elsevier, 1998.
- [23] T. Lewellen, A. Bice, R. Harrison, M. Pencke, and J. Link, "Performance measurements of the sp3000/uw time-of-flight positron emission tomograph," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 35, no. 1, pp. 665–669, 1988.
- [24] B. Mazoyer, R. Trebossen, C. Schoukroun, B. Verrey, A. Syrota, J. Vacher, P. Lemasson, O. Monnet, A. Bouvier, and J. Lecomte, "Physical characteristics of ttv03,

- a new high spatial resolution time-of-flight positron tomograph,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, no. 2, pp. 778–782, 1990.
- [25] C. Melcher and J. Schweitzer, “Cerium-doped lutetium oxyorthosilicate : a fast, efficient new scintillator,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, no. 4, pp. 502–505, 1992.
- [26] W. W. Moses and S. Derenzo, “Prospects for time-of-flight pet using lso scintillator,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 3, pp. 474–478, 1999.
- [27] M. Miller, J. Zhang, K. Binzel, J. Griesmer, T. Laurence, M. Narayanan, D. Natarajamani, S. Wang, and M. Knopp, “Characterization of the vereos digital photon counting pet system,” *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 56, no. supplement 3, pp. 434–434, 2015.
- [28] S. Surti, J. Karp, and G. Muehllehner, “Image quality assessment of labr3-based whole-body 3d pet scanners : a monte carlo evaluation,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 49, no. 19, p. 4593, 2004.
- [29] T. K. Lewellen, “Recent developments in pet detector technology,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 53, no. 17, p. R287, 2008.
- [30] B. Jakoby, Y. Bercier, M. Conti, M. Casey, B. Bendriem, and D. Townsend, “Physical and clinical performance of the mct time-of-flight pet/ct scanner,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 56, no. 8, p. 2375, 2011.
- [31] V. Bettinardi, L. Presotto, E. Rapisarda, M. Picchio, L. Gianolli, and M. Gilardi, “Physical performance of the new hybrid pet/ct discovery-690,” *Medical physics*, vol. 38, no. 10, pp. 5394–5411, 2011.
- [32] K. Burr, G.-C. Wang, H. Du, G. Mann, K. Balakrishnan, J. Wang, X. Li, C. Rollet, E. Kundro, M. Buhin, *et al.*, “A new modular and scalable detector for a time-of-flight pet scanner,” pp. 2830–2834, 2012.
- [33] C. S. Levin, S. H. Maramraju, M. M. Khalighi, T. W. Deller, G. Delso, and F. Jansen, “Design features and mutual compatibility studies of the time-of-flight pet capable ge signa pet/mr system,” *IEEE transactions on medical imaging*, vol. 35, no. 8, pp. 1907–1914, 2016.
- [34] D. Schug, C. Lerche, B. Weissler, P. Gebhardt, B. Goldschmidt, J. Wehner, P. M. Dueppenbecker, A. Salomon, P. Hallen, F. Kiessling, *et al.*, “Initial pet performance evaluation of a preclinical insert for pet/mri with digital sipm technology,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 61, no. 7, p. 2851, 2016.
- [35] S. Vandenberghe, E. Mikhaylova, E. D’hoel, P. Mollet, and J. Karp, “Recent developments in time-of-flight pet,” *EJNMMI physics*, vol. 3, no. 1, p. 3, 2016.

- [36] R. Trébossen, “Innovations technologiques récentes en détection pour la tomographie par émission de positons,” *Médecine nucléaire*, vol. 31, no. 4, pp. 126–131, 2007.
- [37] A. Blanco, M. Couceiro, P. Crespo, N. Ferreira, R. F. Marques, P. Fonte, L. Lopes, and J. Neves, “Efficiency of rpc detectors for whole-body human tof-pet,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 602, no. 3, pp. 780–783, 2009.
- [38] P. Crespo, J. Reis, M. Couceiro, A. Blanco, N. C. Ferreira, R. F. Marques, P. Martins, and P. Fonte, “Whole-body single-bed time-of-flight rpc-pet : Simulation of axial and planar sensitivities with nema and anthropomorphic phantoms,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, no. 3, pp. 520–529, 2012.
- [39] K. Bolwin, D. Vernekohl, J. Lühder, B. Czekalla, J. Wessels, and K. Schäfers, “Development of a clear sub-millimeter small animal pet scanner by reducing the influence of the non-collinearity effect,” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, no. 03, p. C03006, 2017.
- [40] E. Aprile and T. Doke, “Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, no. 3, p. 2053, 2010.
- [41] C. Grignon, J. Barbet, M. Bardiès, T. Carlier, J. Chatal, O. Couturier, J.-P. Cussonneau, A. Faivre, L. Ferrer, S. Girault, *et al.*, “Nuclear medical imaging using $\beta+$ γ coincidences from ^{44}sc radio-nuclide with liquid xenon as detection medium,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 571, no. 1-2, pp. 142–145, 2007.
- [42] S. Brunner, L. Gruber, J. Marton, K. Suzuki, and A. Hirtl, “Studies on the cherenkov effect for improved time resolution of tof-pet,” *IEEE transactions on Nuclear Science*, 2013.
- [43] S. I. Kwon, A. Gola, A. Ferri, C. Piemonte, and S. R. Cherry, “Bismuth germanate coupled to near ultraviolet silicon photomultipliers for time-of-flight pet,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 61, no. 18, p. L38, 2016.
- [44] I. Somlai-Schweiger and S. I. Ziegler, “CHERENCUBE : Concept definition and implementation challenges of a Cherenkov-based detector block for PET,” *Medical Physics*, vol. 42, pp. 1825–1835, Apr. 2015.
- [45] M. Miyata, H. Tomita, K. Watanabe, J. Kawarabayashi, and T. Iguchi, “Development of TOF-PET using cherenkov radiation,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 43, pp. 339–343, apr 2006.
- [46] P. Čerenkov, “Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light,” *Physical Review*, vol. 52, no. 4, p. 378, 1937.

- [47] D. Yvon, J.-P. Renault, G. Tauzin, P. Verrecchia, C. Flouzat, S. Sharyy, E. Ramos, J.-P. Bard, Y. Bulbul, J.-P. Mols, *et al.*, “Calipso : An novel detector concept for pet imaging,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, no. 1, pp. 60–66, 2014.
- [48] E. Ramos, O. Kochebina, D. Yvon, P. Verrecchia, V. Sharyy, G. Tauzin, J. Mols, P. Starzinski, D. Desforges, C. Flouzat, Y. Bulbul, S. Jan, X. Mancardi, C. Canot, and M. Alokhina, “Efficient and fast 511-keV γ detection through cherenkov radiation : the calipso optical detector,” *Journal of Instrumentation*, vol. 11, no. 11, p. P11008, 2016.
- [49] E. Ramos, *Démonstrateur optique CaLIPSO pour l’imagerie TEP clinique et préclinique*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2014.
- [50] “Gel optique ocf 452.” <http://www.cargille.com/opticalgel.shtml>.
- [51] D. Breton, E. Delagnes, J. Maalmi, K. Nishimura, L. Ruckman, G. Varner, and J. Va’Vra, “High resolution photon timing with mcp-pmts : A comparison of a commercial constant fraction discriminator (cfd) with the asic-based waveform digitizers target and wavecatcher,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 629, no. 1, pp. 123–132, 2011.
- [52] “Melmount media.” <http://www.cargille.com/meltmount.shtml>.
- [53] “Planacon xp85012.” <https://www.photonis.com/uploads/datasheet/pd/PLANACON-8x8-datasheet.pdf>.
- [54] A. Y. Barnyakov, M. Y. Barnyakov, D. Cygankov, A. Katcin, S. Kononov, and A. Onuchin, “Measurement of the photoelectron collection efficiency in mcp pmt,” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, no. 03, p. P03027, 2017.
- [55] “Picosecond laser.” <http://www.onefive.com/pilas.html>.
- [56] “Amplificateurs mini-circuits.” <https://www.minicircuits.com>.
- [57] M. Saimpert, *Mesure de la section efficace de production de paires de photons isolés dans l’expérience ATLAS au LHC et étude des couplages à quatre photons*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2016.
- [58] E. Delagnes, D. Breton, H. Grabas, J. Maalmi, and P. Rusquart, “Reaching a few picosecond timing precision with the 16-channel digitizer and timestamper SAMPIC ASIC,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A787, pp. 245–249, 2015.
- [59] D. Breton, V. D. Cacqueray, E. Delagnes, H. Grabas, J. Maalmi, N. Minafra, C. Royon, and M. Saimpert, “Measurements of timing resolution of ultra-fast silicon detectors with the sampic wtde,” *Nucl. Instr. and Meth. A*, 2016.

- [60] H. Grabas, *Development of a picosecond time-of-flight system in the ATLAS experiment*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2013.
- [61] J. P. Lewis, “Fast normalized cross-correlation,” *Vision Interface*, vol. 10, pp. 120 – 123, 1995.
- [62] S. Surti, S. Karp, L. M. Popescu, E. Daube-Witherspoon, and M. Werner, “Investigation of time-of-flight benefit for fully 3-dpet,” *IEEE transactions on medical imaging*, vol. 25, no. 5, pp. 529–538, 2006.
- [63] E. Delagnes, “Precise pulse timing based on ultra-fast waveform digitizers,” *IEEE Nucl. Sci. Symp., Valencia, Spain*, 2011.
- [64] “PiLas Test Report piL040XSM,” 2007.
- [65] V. Sharyy, “Use of sampic for pet development at irfu,” *WaveCatcher and SAMPIC International Workshop, LAL, Orsay, France*, 2018.
- [66] C. Canot, M. Alokhina, P. Abbon, J. Bard, G. Tauzin, D. Yvon, and V. Sharyy, “Development of the fast and efficient gamma detector using cherenkov light for tof-pet,” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, no. 12, p. C12029, 2017.
- [67] M. Alokhina, C. Canot, O. Bezshyyko, I. Kadenko, G. Tauzin, D. Yvon, and V. Sharyy, “Simulation and optimization of the cherenkov tof whole-body pet scanner,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2018.
- [68] S. Jan, G. Santin, D. Strul, S. Staelens, K. Assie, D. Autret, S. Avner, R. Barbier, M. Bardies, P. Bloomfield, *et al.*, “Gate : a simulation toolkit for pet and spect,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 49, no. 19, p. 4543, 2004.
- [69] 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*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [70] National Electrical Manufacturers Association, *NEMA NU 2-2007 : PERFORMANCE MEASUREMENTS OF POSITRON EMISSION TOMOGRAPHS*. 2007.
- [71] F. Nolet, F. Dubois, N. Roy, S. Parent, W. Lemaire, A. Massie-Godon, S. A. Charlebois, R. Fontaine, and J.-F. Pratte, “Digital sipm channel integrated in cmos 65 nm with 17.5 ps fwhm single photon timing resolution,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017.
- [72] H. van der Graaf, H. Akhtar, N. Budko, H. W. Chan, C. W. Hagen, C. C. Hansson, G. Nützel, S. D. Pinto, V. Prodanović, B. Raftari, P. M. Sarro, J. Sinsheimer,

-
- J. Smedley, S. Tao, A. M. Theulings, and K. Vuik, “The tynode : A new vacuum electron multiplier,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 847, pp. 148 – 161, 2017.
- [73] L. Gevorgian, R. Ajvazyan, V. Kakoyan, A. Margaryan, and J. Annand, “A radio frequency helical deflector for kev electrons,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 785, no. Supplement C, pp. 175 – 179, 2015.
- [74] D. Yvon and V. Sharyy, “Détecteur de photons à haute énergie,” 2017. FR N°17/59065.
- [75] M. Nikl, P. Boháček, E. Mihokova, M. Martini, F. Meinardi, A. Vedda, P. Fabeni, G. Pazzi, M. Kobayashi, M. Ishii, *et al.*, “Influence of doping on the emission and scintillation characteristics of pbwo 4 single crystals,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, pp. 4243–4248, 2000.
- [76] S. Ming, C. Hong-Fang, L. Cheng, X. Tong, S. Chao-Shu, W. Jian, C. Hui, X. Zi-Zong, W. Zhao-Min, W. Xiao-Lian, *et al.*, “Scintillation characteristics of doped pbwo4 crystals,” *Chinese Physics Letters*, vol. 18, no. 4, p. 513, 2001.
- [77] A. Annenkov, M. Korzhik, and P. Lecoq, “Lead tungstate scintillation material,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 490, no. 1-2, pp. 30–50, 2002.
- [78] A. Borisevich, V. Dormenev, J. Houzvicka, M. Korjik, and R. W. Novotny, “New start of lead tungstate crystal production for high-energy physics experiments,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 63, no. 2, pp. 569–573, 2016.
- [79] X. Mancardi, *Détecteur liquide multipixellisé pour l’imagerie clinique et préclinique*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2016.

Titre : Détecteur optique Cherenkov de photons 511 keV, rapide et efficace, pour la TEP

Mots clés : Détecteur Cherenkov, TEP-TOF, MCP-PMT

Résumé : La Tomographie par Emission de Positrons (TEP) est une technique d'imagerie médicale utilisée largement dans le traitement du cancer et dans la recherche neurobiologique, afin d'imager l'activité biologique des organes. Il s'agit de détecter deux photons de 511 keV produits par l'annihilation d'un positron dans les tissus, ce qui permet d'en reconstruire la carte 3D. En mesurant avec une très bonne précision la différence de temps de détection des deux photons, il sera possible d'améliorer la qualité d'image (technique du temps de vol). Dans ce manuscrit, nous présentons le développement de deux détecteurs innovants, rapides et efficaces, pour la détection de la lumière Cherenkov produite par la conversion des photons de 511 keV. Le premier, destiné à un scanner clinique (cerveau) et pré-clinique à haute précision spatiale, utilise comme milieu de détection du TriMéthylBismuth. Le second, pouvant être utilisé pour construire un scanner corps entier, met en œuvre un cristal de PbF_2 comme radiateur Cherenkov. Dans les deux configurations, un photomultiplicateur à micro-canaux (MCP-PMT) est utilisé pour détecter les photons Cherenkov. Notre électronique de détection montre une résolution temporelle limitée à 5 ps (RMS). La chaîne de détection est limitée par les performances du MCP-PMT. Après étalonnage, nous avons mesuré une efficacité de 25 % (grande pour un détecteur Cherenkov), et de résolution temporelle de 200 ps (FWHM). Nous exposons les facteurs limitant la résolution temporelle des détecteurs et proposons des développements qui permettront d'en améliorer les performances.

Title : Fast and efficient optical Cherenkov detector for PET

Keywords : Cherenkov detector, PET-TOF, MCP-PMT

Abstract : Positron Emission Tomography (PET) is a nuclear imaging technique widely used in oncology and neuroscience to observe biological activity in the body. Detection of two gamma quanta with the energy 511 keV emitted by positron annihilation in tissues allows one to reconstruct the tracer activity distribution in the body of the patient. Additional measurement of the difference in time detection between the two photons lets us to improve significantly the quality of the reconstructed image (time-of-flight method). In this manuscript, we present the development of two innovative detectors, fast and efficient, used to detect Cherenkov light produced by electrons from the photo-ionization conversions of 511 keV gamma quanta. The first one, intended for use in a brain PET scanner of a high spatial resolution, uses TriMethylBismuth for the detection medium. The second one, planned to be used to construct a whole-body PET scanner, enforces a PbF_2 crystal as Cherenkov radiator. In both configurations a micro-channel photo-multiplier (MCP-PMT) is used to detect Cherenkov photons. We commissioned an electronic detection chain with a time resolution limited to 5 ps (RMS). Using precise MCP-PMT calibration, we were able to develop simultaneously detectors with high efficiency, up to 25 %, and time resolution as good as 200 ps (FWHM). We highlight the limitations of detectors time resolution and suggest several developments in order to improve performances of Cherenkov light detectors

