



HAL
open science

Etude, développement et validation d'un concept d'architecture électronique sans temps mort pour TEP de haute sensibilité

P.-E. Vert

► **To cite this version:**

P.-E. Vert. Etude, développement et validation d'un concept d'architecture électronique sans temps mort pour TEP de haute sensibilité. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2007. Français. NNT: . tel-00165738

HAL Id: tel-00165738

<https://theses.hal.science/tel-00165738>

Submitted on 27 Jul 2007

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

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

N° d'ordre: D.U. 1740
EDSPIC: 372

PCCF-T: 0704

UNIVERSITÉ CLERMONT-FERRAND II – BLAISE PASCAL
ECOLE DOCTORALE
SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR DE CLERMONT-FERRAND

THESE

Présentée par
Pierre-Etienne VERT

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPÉCIALITÉ: Matériaux et composants pour l'électronique

**ETUDE, DÉVELOPPEMENT ET VALIDATION D'UN CONCEPT
D'ARCHITECTURE ÉLECTRONIQUE SANS TEMPS MORT POUR TEP
DE HAUTE SENSIBILITÉ**

Soutenue publiquement le 28 mars 2007 devant la commission d'examen:

M. Alain BALDIT	Président
M. Roger LECOMTE	Rapporteur et examinateur
M. Patrick LE DÛ	Rapporteur et examinateur
M. Eric DELAGNES	Examinateur
M. Gérard MONTAROU	Examinateur
M. William W. MOSES	Invité
M. Jacques LECOQ	Directeur de thèse

A mon grand-père Jean-Baptiste,
à mes parents,
à ce qu'il reste de moi.

Remerciements

Difficile d'établir un ordre pour les remerciements tant le jugement est personnel et subjectif. Le gradient des couleurs ne sera pas nécessairement respecté.

A commencer donc, je voudrais remercier messieurs Bernard Michel et Alain Baldit, directeurs successifs du Laboratoire de Physique Corpusculaire dans lequel j'ai été accueilli, et qui se sont transmis les clés au cours de ces trois années.

Merci à Patrick le Dù, initiateur du sujet au CEA-Saclay, pour sa confiance, sa gentillesse, et le rapport positif qu'il a transmis avant ma soutenance.

Bien entendu, j'exprime ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse Jacques Lecoq pour sa présence quotidienne, pour avoir su lire entre les lignes du sujet et pour son aide à la résolution des problématiques associées. Enfin, cela m'importe beaucoup, le ton donné à ce document a pu rester le mien, merci.

Ma gratitude également à Gérard Montarou, responsable du groupe INNOTEP, désormais HADRONTEP, pour son soutien permanent concernant la partie physique du sujet.

Puisqu'il est question de physique, un grand merci à Baptiste Joly, depuis cette année doctorant au sein de l'équipe HADRONTEP. Stagiaire en 2006 lorsque nous nous sommes rendus au Congrès Euromedim à Marseille, je n'oublie pas ses remarques pour le moins pertinentes et la justesse de son point de vue sur ce sujet qu'il connaissait peu pourtant. Des modifications d'importance ont été faites à ma présentation orale, sur le vif, peu avant mon intervention. Merci enfin pour avoir répondu présent à mes incessantes requêtes tout au long de ma rédaction. Bonne continuation à toi.

Merci à Hervé Mathez de m'avoir accueilli pendant un mois au sein du service d'électronique de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, ce en vue du développement du prototype d'ADC. Merci à tous les deux avec Renaud Gaglione pour votre aide précieuse.

Ce dernier avait vu juste lorsque dans sa thèse il écrivait, je cite, « bientôt ton tour d'écrire ces lignes ! », le temps est passé vite depuis. En DESS puis au laboratoire, maintenant en réunion d'équipe ou à Lyon à l'Institut de Physique Nucléaire, je n'ai pu qu'apprendre beaucoup de lui en règle générale. Encore un effort et je ferais peut-être montre d'une « efficacité » comparable aux yeux de certains !

Je remercie Eric Delagnes et William W. Moses, tous deux invités à ma soutenance de thèse, pour leurs remarques judicieuses, leurs appréciations de mon travail. Je ne suis pas près d'oublier mon passage au tableau ce jour là.

Dans le même esprit, merci à Roger Lecomte d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse. Conjointement à Patrick le Dù, il a rendu possible ma soutenance avec un manuscrit incomplet. Le lendemain, ses annotations et suggestions m'attendaient sur papier, j'ai tâché d'en tenir compte, merci.

Ma reconnaissance va également à Laurent Royer et Christophe Insa. Laurent pour le relativisme dont tu fais preuve le plus souvent, surtout quand je perds bonne partie de mes données. C'est vrai qu'il est de bon ton de calmer le jeu parfois, je le reconnais. Christophe, je suis conscient et reste flatté de ta présence tout le temps, elle m'a été d'un grand secours pour ne pas lâcher prise l'hiver 2006-2007, pour les raisons que tu connais. Merci pour tout, y compris tes tasses de thé, mais encore faut-il avoir du « Palais ».

Merci à Julien Laubser pour tous les bons moments passés, que ce soit au laboratoire ou autour d'un apéro. Nos discussions étaient je le pense dans la droite lignée des discussions de thésards, il faut bien y mettre un terme un jour ou l'autre. Pour moi c'est fait, la route n'est plus très longue en ce qui te concerne, bon courage !

Je ne peux oublier Louis-Pierre Says, d'agréable compagnie. Nous partageâmes ces années tant de cigarettes en refaisant le monde, ou l'inverse peut-être. Notre aquarium est fermé, tant pis, c'est sur une terrasse ombragée et ventée que nous nous croisons à présent. A bientôt Louis-Pierre.

C'est au tour de la famille et des très proches. Ce merci que je n'ai jamais su dire, je l'écris aujourd'hui, il est pour mes parents. Ils m'ont, je le sais, toujours supporté et encouragé avec une confiance inconditionnelle, même si cela ne s'est pas toujours vu ou si les mots ne sont pas tout à fait les mêmes. Cette thèse est un peu la leur.

Impossible d'oublier Cricrou et Karinou, cela fait dix ans maintenant les filles, quel coup de vieux... Je parle de moi bien sûr ! J'aimerais vous voir plus souvent mais peu importe, je peux compter sur vous je le sais. Merci pour votre jugement juste et pondéré, et d'exister pour moi.

Merci à Vincent, Sylvie et Agnès, ils ont à leur façon contribué à l'achèvement de cette thèse et se sont toujours révélés présents quand j'en avais besoin. Le café, les clopes, les bons petits plats et l'odeur d'essence, ça compte quand même !

Pour mot de fin, une mention toute particulière à Claire avec qui je peins ma vie depuis quelques mois. Elle fait partie des rares personnes à croire en moi, à écouter plus qu'à parler. Naturellement elle dispense ce brin de considération dont la vie quotidienne fait cruellement défaut. Accaparés par leurs jouets, les « managers » de rue finissent par passer à côté, et les perdre ! Merci pour tout cela Claire. Ah... j'oubliais, si moi je peins, elle elle dessine, drôlement bien paraît-il ! Moi non, alors j'expose, ici même...

Table des matières

Introduction	1
I Faiblesses architecturales limitant la sensibilité des TEP	3
1 De l'imagerie médicale au TEP	5
1.1 La petite histoire	5
1.2 Un peu plus concernant les principes	7
1.2.1 Les médicaments radiopharmaceutiques	7
1.2.2 La détection des événements	8
1.2.3 Les aléas de l'acquisition	11
2 De l'architecture des TEP	13
2.1 Les modules de détection	13
2.2 Le scintillateur	14
2.2.1 Les mécanismes de scintillation	15
2.2.2 L'absorption des photons gamma	17
2.2.3 Loi d'émission des photons de scintillation	18
2.2.4 Efficacité et rendement de scintillation	18
2.2.5 Les scintillateurs intéressants pour la TEP	19
2.3 Le photodétecteur	21
2.3.1 Le photomultiplicateur	21
2.3.1.1 Une vue d'ensemble	21
2.3.2 La photodiode à avalanche	22
2.3.2.1 Une vue d'ensemble	22
2.3.2.2 Facteur de multiplication ou gain d'une APD	23
2.3.2.3 Facteur de bruit de multiplication	24

2.3.2.4	Le courant d'obscurité	25
2.3.2.5	Structure de type « reach through »	26
2.3.2.6	Structure dite « reverse »	26
2.4	Vers les TEP d'aujourd'hui	28
2.4.1	Evolution des modules de détection	28
2.4.2	Passage de l'acquisition 2D à 3D	30
2.5	Un exemple d'architecture : le ECAT EXACT de CTI	31
2.5.1	Fonctionnement global	31
2.5.2	Sélection des énergies et mise en temps	32
2.5.3	Sélection et stockage des données	34
2.6	Des alternatives aux moyens de détection conventionnels	35
2.6.1	Le photomultiplicateur au silicium	35
2.6.2	Des semiconducteurs comme détecteur	36
3	Les performances des TEP en taux de comptage	39
3.1	Une notion de temps mort	39
3.1.1	Distribution des intervalles de temps	39
3.1.2	Temps mort pour un détecteur	40
3.1.2.1	Élément non-paralysable	42
3.1.2.2	Élément paralysable	42
3.2	Les taux de comptage : modélisation analytique - Application à la famille des ECAT EXACT de CTI	43
3.2.1	La statistique d'émission	44
3.2.1.1	Taux d'événements « simples »	44
3.2.1.2	Taux de vraies coïncidences	44
3.2.1.3	Taux d'événements diffusés	45
3.2.1.4	Taux d'événements fortuits	46
3.2.1.5	Taux d'événements multiples	47
3.2.2	Distribution des temps morts	47
3.2.2.1	Pertes au niveau du détecteur	47
3.2.2.2	Pertes au niveau des « buckets »	48
3.2.2.3	Pertes au niveau de l'unité de coïncidence	49
3.2.2.4	Pertes à l'enregistrement des données	49
3.3	Le rapport signal sur bruit en TEP	50

4	ECAT EXACT HR+ : marge de gain sur les taux de comptage relative à une unique suppression des temps morts	53
4.1	Considérations sur les paramètres de l'imageur	53
4.2	Physique d'émission par simulations Monte Carlo et intégration du modèle de temps mort	54
4.3	Interface du code de simulation et résultats	55
4.3.1	Fonctionnalité du programme	55
4.3.2	Résultats des simulations	55
5	De l'amélioration du rapport signal sur bruit et du temps de vol	57
5.1	Optimisation du rapport signal sur bruit à l'enregistrement	57
5.1.1	Minimum mathématique du fenêtrage temporel	57
5.1.2	Surcroît de gain attendu d'une réduction de la fenêtre de coïncidence sur l'ECAT EXACT HR+	59
5.2	Implémentation opportuniste d'un algorithme de temps de vol	60
5.3	Prérequis pour l'exploitation d'un algorithme TOF sur les TEP et intérêt	61
5.4	Convergence des gains et conclusions relatives à l'utilisation d'un nouveau schéma d'électronique	63
6	De la mesure du temps par filtrage optimal des signaux échantillonnés	65
6.0.1	Définition des signaux de référence	65
6.0.2	Calcul des estimateurs	66
6.0.3	Optimisation des coefficients compte tenu des caractéristiques du bruit	67
6.1	Note sur la décomposition du signal du scintillateur	69
6.2	Distribution des temps	69
6.3	Distribution $P_k(t)$ du $k^{\text{ième}}$ photoélectron	70
6.4	Application de la méthode de filtrage optimal à un signal de LYSO mis en forme	72
6.5	Limite mathématique de la méthode	72
6.6	Prise en compte de la statistique d'émission des photoélectrons	73
II	Vers un nouveau synoptique d'électronique pour TEP	75
1	Le cahier des charges	77
1.1	Remise dans le contexte	77
1.2	Le synoptique proposé	78
1.3	Le choix du couple scintillateur - photodétecteur	78

1.4	Les choix techniques	79
1.4.1	Taux de comptage	79
1.4.2	Gamme d'énergie, dynamique et précision	79
1.4.3	Technologie	80
1.5	Les envois en fonderie	81
2	Un préamplificateur de charge	83
2.1	L'idée derrière la mesure	83
2.2	Les solutions techniques possibles pour cette mesure	83
2.2.1	Décharge dans une capacité	83
2.2.2	Utilisation d'un préamplificateur de charge	84
2.2.2.1	Capacité effective, gain et déficit de charge	84
2.2.2.2	Risque d'empilement - Déficit balistique	85
2.2.2.3	Etude dans le domaine fréquentiel	86
2.2.2.4	L'importance du bruit	89
2.3	L'établissement d'un schéma	90
2.3.1	Conception de l'amplificateur	90
2.3.1.1	Considérations générales	90
2.3.1.2	Contraintes de bruit	96
2.4	Le dessin des masques	97
2.4.1	Une vue globale	97
2.4.2	Comparaison schéma - implantation	98
2.5	Le test des circuits	99
2.5.1	Deux envois en fonderie	99
2.5.2	Conditions expérimentales	100
2.5.3	Résultats	100
3	Une mise en forme analogique différentielle	103
3.1	La fonction de cet étage	103
3.2	La réalisation d'une mise en forme	103
3.2.1	Dépendances du bruit avec le temps de mise en forme et la capacité du détecteur	104
3.2.2	Le compromis SNR - complexité	105
3.3	La mise en forme de type CR-RC	105
3.3.1	Etude du circuit CR	106

3.3.1.1	Signal d'entrée sinusoïdal	106
3.3.1.2	Réponse à un échelon	107
3.3.2	Etude du circuit RC	107
3.3.2.1	Signal d'entrée sinusoïdal	107
3.3.2.2	Réponse à un échelon	108
3.3.3	Association CR-RC	108
3.3.3.1	Réponse à un échelon	108
3.3.4	Configuration active de la mise en forme CR-RC	109
3.3.5	Le choix des constantes de temps pour la mise en forme	110
3.4	L'établissement d'un schéma	110
3.4.1	Conception de l'amplificateur	111
3.4.1.1	Gain et bande passante	111
3.4.1.2	Structure retenue	113
3.4.1.3	Les performances obtenues	115
3.5	Le dessin des masques	117
3.5.1	Généralités	117
3.5.2	Comparaison schéma - implantation	119
3.6	Les résultats de tests	120
3.6.1	Conditions d'expérience	120
3.6.2	Mesures effectuées	120
3.6.2.1	Le pilote actif	120
3.6.2.2	La chaîne complète	121
4	Un ADC flash 8 bits	125
4.1	Des idées à la conception	125
4.2	Les réjections de mode commun	126
4.3	Une structure différentielle en entrée	126
4.3.1	Echelle de références classique	126
4.3.2	Une échelle de références différentielle comme alternative	127
4.3.3	Etablissement d'un schéma et performances	128
4.4	Etude d'un comparateur	130
4.4.1	Etablissement d'un schéma	130
4.4.1.1	Principe de fonctionnement	130
4.4.1.2	Détails du schéma réel et performances	131

4.5	Le dessin des masques	132
4.6	Les résultats de tests	133
	Conclusion	135
	Perspectives	137
	Bibliographie	141

Introduction

A l'heure de cette rédaction, le marché des tomographes à émission de positrons (TEP) est en pleine croissance, dans des contextes clinique ou de recherche, dédié à l'homme ou au petit animal. Des investissements de toutes sortes sont consacrés au développement et à l'adaptation aux nouvelles technologies, orientées vers les matériaux de détection, les photodétecteurs ou l'électronique d'acquisition.

Le sujet de cette thèse émane du CEA, avec pour objectif principal de montrer que la sensibilité des tomographes à émission de positrons se situe en deçà de son potentiel réel, avéré par les rendus d'expériences en physique des hautes énergies où des calorimètres bien similaires sont mis en œuvre. Le constat différentiel va même plus loin, puisque l'électronique d'acquisition est pressentie pour en être la cause majeure. Dans une mouvance de valorisation, ce sujet hérite d'un financement pour parties du CEA et de la région Auvergne.

La thèse s'est déroulée dans les locaux du Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Clermont-Ferrand, à cheval entre les équipes de microélectronique et AVIRM (application et valorisation des infections rayonnement-matière). Peu après, le projet INNOTEP (innovation en TEP), désormais HADRONTEP (hadronthérapie et TEP) est né autour de la thématique, regroupant dès le départ des membres des deux groupes.

Par manque de cahier des charges pour entreprendre la réalisation d'une nouvelle électronique de lecture intégrée pour TEP, le premier travail a consisté en une identification des faiblesses liées à l'acquisition sur ces imageurs et en l'estimation des bénéfices sous-jacents à la suppression ou à la diminution de celles-ci suivant les cas. Les détails sont rapportés dans ce manuscrit.

En tout premier sont pointées les saturations dont sont souvent victimes ces instruments. Elles surviennent même à des taux de comptage modérés et incombent à des temps morts causés par l'électronique. Il prennent naissance en différents points du système d'acquisition que les données traversent. Sur un exemple concret d'appareillage médical, les différents temps morts sont identifiés et leur côte-part dans la saturation globale est évaluée pour une activité typique injectée à un patient. Le parallèle entre ces acteurs et les pertes qu'ils occasionnent est établi par le biais d'une simulation analytique, la physique d'émission en amont est pour sa part générée au moyen d'un code Monte Carlo. La convergence des deux est assurée par d'une interface informatique commune explicitement développée pour l'occasion.

En TEP, l'acquisition est hautement bruitée par essence, par des événements jugés à tort comme bons. La fenêtre de coïncidence, comme seul moyen de sélection, pâtit sérieusement de la résolution temporelle limitée des voies de lecture. Le second point étudié touche ainsi à cet aspect. Des calculs sont rapportés et montrent dans quelle proportion la résolution temporelle peut être diminuée, suite à la sélection des contributeurs réellement indispensables à la lecture et par l'adoption d'une solution adaptée à la mesure de temps dans ces conditions. Toujours sur le même instrument, hypothétiquement modifié pour l'occasion grâce au programme, le gain en

rapport signal sur bruit hérité de cette transformation est estimé.

Le dernier volet de cette investigation concerne la pleine exploitation de cette résolution. Si le bénéfice est net pour la réjection du bruit à l'enregistrement, les transformations trouvent plus encore de légitimité à travers l'implémentation d'un algorithme de calcul du temps de vol des photons, que seule une résolution temporelle élevée permet. En conséquence, le gain sur la variance résiduelle du bruit est énorme. Il est précisé.

Par association de toutes ces idées, justifiant pleinement la conception d'un nouveau schéma d'acquisition pour TEP, un synoptique alternatif est proposé dans une optique d'intégration totale de l'électronique. En toute logique, la seconde partie de ce rapport fait état des premiers développements microélectroniques. Les trois premiers étages de cette nouvelle chaîne de lecture sont décrits.

Première partie

**Faiblesses architecturales limitant la
sensibilité des TEP**

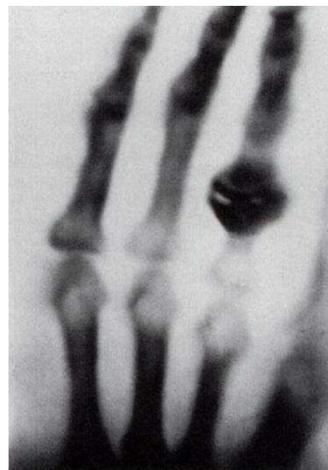
Chapitre 1

De l'imagerie médicale au TEP

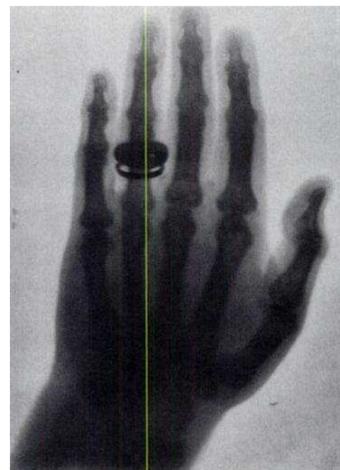
1.1 La petite histoire

C'est le 22 décembre 1895 que l'allemand Röntgen rend compte de l'utilité de l'application médicale des rayons X et ouvre la voie à de nombreux développements d'un outil puissant de l'exploration du vivant qu'est devenue l'imagerie médicale. La première application se concrétise par la prise d'un cliché radiographique de la main de sa femme, reproduit à la figure 1.1a [1]. La maîtrise de la technique est rapide puisque la seconde vue en figure 1.1b est l'image de la main de Mr von Kölliker prise lors d'une démonstration publique le 23 janvier 1896.

Le bond conceptuel est à l'époque considérable car pour la première fois de l'histoire il est possible de « voir » l'intérieur d'un sujet vivant sans avoir recours à la chirurgie ou à la médecine légale.



(a) Mme Röntgen



(b) Mr von Kölliker

FIG. 1.1: *Premières images de mains humaines obtenues par radiographie X.*

Très logiquement suite à cela, une vaste partie du spectre électromagnétique est explorée par le biais de techniques d'imagerie dédiées, allant des radiofréquences aux rayons γ .

L'étendue des énergies reste toutefois limitée à des interactions rayonnement-matière suffisamment faibles pour ne pas léser les cellules par absorption mais suffisamment fortes pour assurer un pouvoir de pénétration favorable à la statistique de comptage au sortir du patient.

L'imagerie médicale au sens large constitue l'éventail des possibilités non-invasives d'investigation in-vivo, elle se subdivise en deux familles principales que sont :

- l'imagerie anatomique avec la radiographie conventionnelle précitée, la tomodynamométrie X (TDM X) et l'imagerie par résonance magnétique anatomique (IRMa).
- l'imagerie fonctionnelle qui regroupe l'imagerie par résonance magnétique du même nom (IRMf), la tomographie d'émission monophotonique (TEMP) en mode tomographique ou planaire ou encore la tomographie à émission de positrons (TEP). Au sein de cette seconde catégorie, la TEMP et la TEP font partie des techniques dites d'imagerie nucléaire. Le fait que l'information d'intérêt provienne de l'intérieur du corps exploré par émission de radionucléides les distingue radicalement des autres méthodes. Pour principes, ces dernières livrent un cliché ou un ensemble de clichés comme résultante du gradient de densités des zones corporelles traversées par un faisceau extérieur (X le plus souvent). Chaque image correspond donc à une cartographie d'un état de transmission, à une projection.

Contrairement aux autres modalités, l'imagerie nucléaire est naturellement adaptée aux études fonctionnelles. Elle met en lumière un degré d'affinité marqué, que possède un organe ou plus généralement une zone donnée, envers un composé défini et révèle en ce sens une fixation chimique singulière ou un métabolisme inhabituel de cette région. Souvent, les mesures se font de manière indirecte et impliquent des molécules d'intérêt biologiques classiques ou des analogues de celles-ci qu'il est nécessaire de pister. Ce suivi est rendu possible par marquage des molécules au moyen d'atomes ou de groupements appropriés, radioactifs. Ces radionucléides, émetteurs β ou α sont communément appelés radiotraceurs. L'examen se conclue par l'obtention d'une cartographie tridimensionnelle d'un paramètre physiologique tel le métabolisme du glucose, un débit sanguin ou une densité de récepteurs d'un système de transmission neuronale.

Le cas particulier de la TEP remonte au début des années 1950 lorsque la potentialité d'exploitation sous forme d'imagerie médicale d'une certaine classe de substances radioactives est reconnue [2]. Des chercheurs réalisent en effet que les deux photons γ de hautes énergies résultants de l'annihilation d'un isotope émetteur de positrons (β^+) peuvent être utilisés pour décrire, en trois dimensions, la distribution physiologique d'un composé chimique commun, préalablement marqué de cet élément. Si le principe est déjà connu à l'époque, il fait appel cette fois-ci à des émetteurs β^+ .

L'obtention de la troisième dimension nécessite la mise en œuvre d'une méthode dite tomographique. Le terme désigne une technique qui s'appuie sur une théorie originale émise en 1917 par le mathématicien Radon, selon laquelle un objet inconnu peut être reconstruit en trois dimensions à partir de l'ensemble de ses projections dans les différents plans de l'espace [3]. Bien que réellement intéressante, l'idée relatée est laissée de côté pendant plusieurs décennies faute de moyens techniques suffisants pour manipuler l'énorme quantité de données générée par cette méthode de reconstruction. Kuhl et Edwards introduisent la notion de tomographie dans un cadre médical en 1963 [4], et c'est au tournant des années 1970 que Mc Cormack puis Ter-Pogossian en 1972 [4] reprennent et adaptent la théorie au cas de la TEP. Parallèlement, un premier instrument est construit en 1962 par Rankowitz [5] mais il faut attendre 1975 pour qu'un traitement numérique de l'information en rapport soit réalisé avec les premiers calculateurs. Pour la première fois des objets sont reconstruits à partir de leurs projections [6].

La recherche par le biais de cet instrument a depuis considérablement contribué à l'état de nos connaissances sur les flux sanguins, l'utilisation de l'oxygène par le corps, les bouleversements métaboliques qui accompagnent une maladie et les modifications de l'activation cognitive que celle-ci engendre. Les utilisations cliniques incluent l'étude des maladies de Parkinson et Alzheimer, l'épilepsie, les maladies cardio-vasculaires et la localisation de tumeurs malignes [2]. Une des applications majeure est le diagnostic pré et post traitement en oncologie.

Les explorations fonctionnelles bénéficient grandement de l'extrême sensibilité de détection de l'instrument, de l'ordre du picomole par millilitre, si bien que des études de métabolismes ou de pharmacocinétiques des liaisons entre ligands et neurorécepteurs sont possibles, même avec un radiomarqueur à l'état de traces, et sans jamais atteindre le niveau « d'effet clinique ».

1.2 Un peu plus concernant les principes

Globalement, un examen TEP consiste en une succession d'étapes depuis la production d'un isotope radioactif émetteur de positrons, la synthèse du médicament radiopharmaceutique (radiotracteur), son administration, la détection des rayonnements, la reconstruction tomographique et pour finir la mise en place d'un ensemble de corrections systématiques à apporter aux données afin d'obtenir une image finale représentative de la distribution du radiotracteur dans l'organisme.

1.2.1 Les médicaments radiopharmaceutiques

Les médicaments radiopharmaceutiques sont injectés à faibles doses pour ne pas perturber le processus biochimique étudié, ceci explique la dénomination de radiotracteur. Ils se composent d'un vecteur biochimique et d'un marqueur radioactif. Le vecteur agit comme une sonde pour le processus physiologique et son choix est déterminé par la nature de la cible d'intérêt. Diverses familles coexistent avec, pour ne citer que les principales, les substances endogènes, leurs analogues, les sondes enzymatiques, les sondes de gènes ou encore des molécules dotées d'une affinité particulière pour un système de neurotransmission.

Les premières études portant sur l'utilisation de radioisotopes comme traceurs biologiques remontent au début de ce siècle, en 1913, lorsque Georg von Hevesy montre au moyen d'isotopes du plomb que l'introduction dans un organisme d'atomes radioactifs, en quantité infime parmi les atomes stables de la même espèce chimique, révèle le devenir de tous les atomes de cette espèce. De fait, les isotopes radioactifs présentent les mêmes propriétés chimiques que leurs homologues stables, mais ont la vertu d'être détectables grâce au rayonnement qu'ils émettent.

Tous les émetteurs de positrons utilisés en TEP comme marqueurs sont des nucléides qui affichent un déficit en neutron, ils retrouvent leur stabilité via une désintégration par transmutation nucléaire d'un proton en neutron qui conduit à l'émission d'un neutrino et d'un positron. La masse de ce dernier est identique à celle de l'électron mais sa charge est opposée. Une fois éjectée, la particule poursuit son trajet dans les tissus sur quelques millimètres et y perd son énergie cinétique. La distance dépend essentiellement du numéro atomique Z du noyau émetteur, c'est le libre parcours moyen (LPM).

Au repos, la particule interagit avec un électron du milieu suivant une réaction d'annihilation au cours de laquelle, par conservation de l'énergie, les masses sont transformées en énergie sous forme de deux photons γ de 511 KeV. Ils sont émis selon la même direction mais en sens contraires comme l'illustre le schéma de la figure 1.2.

En réalité, du fait de l'impulsion du positron, les deux photons γ ne sont pas exactement colinéaires, avec à titre d'exemple une incertitude angulaire de $\pm 0.6^\circ$ constatée lors d'utilisation de ^{18}F . Une liste non-hexhaustive des radioisotopes émetteurs de positrons est donnée pour information au tableau 1.1.

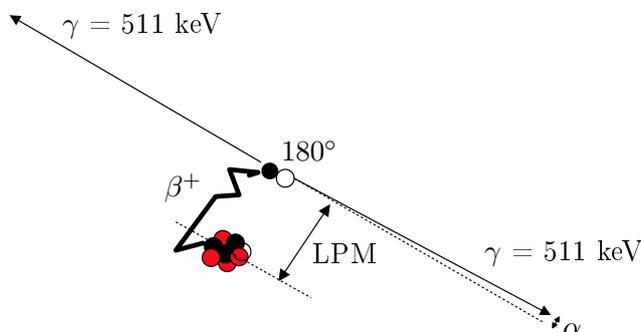


FIG. 1.2: Désintégration d'un positron et réaction d'annihilation.

En TEP, les émetteurs de positrons utilisés sont des isotopes d'éléments légers, facilement incorporables aux molécules biologiques pour ne pas, ou peu, modifier leurs conformations spatiales très importantes. Certains sont présents à l'état naturel dans les molécules du vivant (^{11}C , ^{13}N , ^{15}O) et remplacent aisément les isotopes stables. Ils peuvent tout aussi bien appartenir à d'autres familles comme celle des halogènes (^{18}F , ^{76}Br), auquel cas le rattachement avec le vecteur fait suite à un emprisonnement électrostatique ou à la subtilisation d'un site initialement prévu pour un autre élément ou groupement. Les caractéristiques des isotopes les plus couramment utilisés sont regroupées dans le tableau 1.1.

Isotope	^{11}C	^{13}N	^{15}O	^{18}F	^{68}Ga	^{76}Br	^{82}Rb
Période /min	20.4	10	2.1	109.8	68.2	972	1.3
Parcours moyen /mm							
Eau	1.10	1.50	2.70	0.60	2.40	5	4.70
Tissu mou	0.96	1.26	1.87	0.54	2.12	-	4.10
Tissu des poumons	2.69	3.50	5.30	1.52	6.10	-	10.50
Tissu osseux	0.62	1.72	1.08	0.42	1.90	-	3.40

TAB. 1.1: Caractéristiques physiques des principaux isotopes émetteurs de positrons utilisés en TEP.

La possibilité de marquage du vecteur d'intérêt par tel ou tel isotope est dictée par les propriétés chimiques de celui-ci et, lorsque le choix est possible, la demi-vie de l'isotope est prise en compte pour ne pas exposer le patient plus que nécessaire.

1.2.2 La détection des événements

Après injection, une période d'attente est nécessaire à l'établissement d'une concentration suffisante en radiotracer au niveau du ou des organes d'intérêt avant de procéder à la détection des paires de photons coïncidentes.

Le cas idéal veut que les deux photons émergent de l'organisme sans altération aucune et atteignent des zones diamétralement opposées du détecteur placées autour du patient comme l'illustre la figure 1.3.

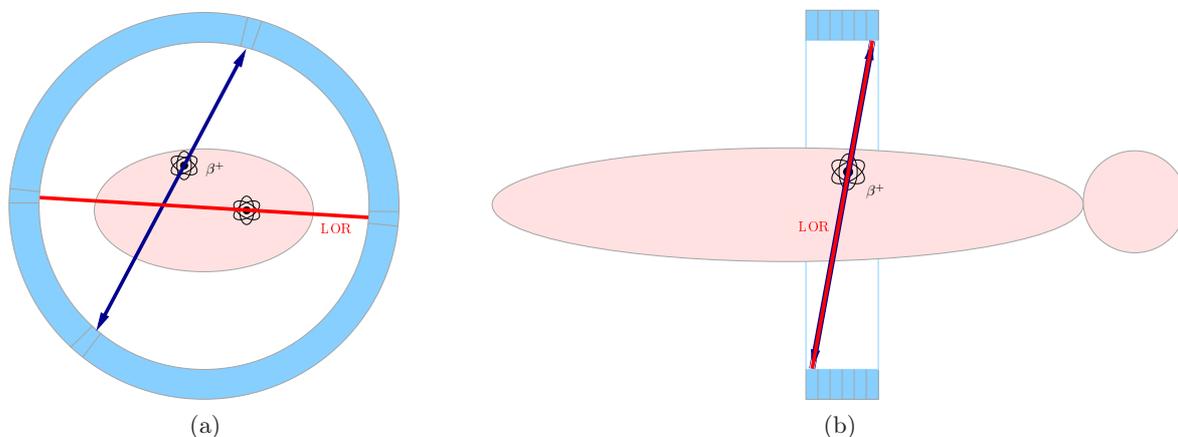


FIG. 1.3: *Principe de l'acquisition en TEP.*

Le propre de l'acquisition en TEP par rapport à la TEMP précédemment citée vient précisément de l'émission. Les 2 photons γ , corrélés, sont indispensables pour connaître la direction d'émission et remonter au lieu d'annihilation car aucune collimation physique n'est utilisée. Un détecteur plan ne peut être employé pour cette raison, il cède la place à un anneau.

Un événement peut être enregistré lorsque les deux photons touchent « quasi simultanément » deux éléments du détecteur placés en vis-a-vis, indiquant que le processus d'annihilation s'est produit quelque part sur la ligne joignant les deux transducteurs. Cette ligne est communément appelée ligne de réponse (line of response - LOR). Il est nécessaire au préalable que ce couple de photons ait satisfait aux conditions de discriminations en énergie et en temps (fenêtre de coïncidence). Des tolérances sont admises en effet pour tenir compte des résolutions intrinsèques des chaînes d'acquisitions et des différences de temps de vol éventuelles entre les deux photons. Le principe du fenêtrage temporel est illustré à la figure 1.4 à titre d'exemple.

Concernant le lieu d'annihilation, aucune information plus précise que la LOR elle-même ne peut être espérée d'un point de vue « profondeur » d'interaction, sauf à pourvoir l'appareillage d'une mesure temporelle ultra-précise. Il est bon de garder à l'esprit que le temps de vol maximal d'un photon γ (traversée diamétrale du détecteur) est de l'ordre de 2 ns.

La reconstruction de la distribution volumique de traceur nécessite de faire deux hypothèses pour chaque événement. La première est que la ligne identifiée soit bien celle contenant le lieu d'émission du positron par le nucléide et la seconde que les photons soient colinéaires. En pratique ces postulats ne sont que partiellement satisfaits du fait du LPM des émetteurs de positrons et de la fréquente non-colinéarité des photons déjà évoqués en sous-section 1.2.1. Ceci contribue à limiter la résolution spatiale des cameras TEP à dimension et granularité de détecteur données. Ces approximations faites, l'intégrale de toutes les paires de photons recueillies le long d'une ligne donnée est représentative de l'activité sur ou à proximité de cette ligne.

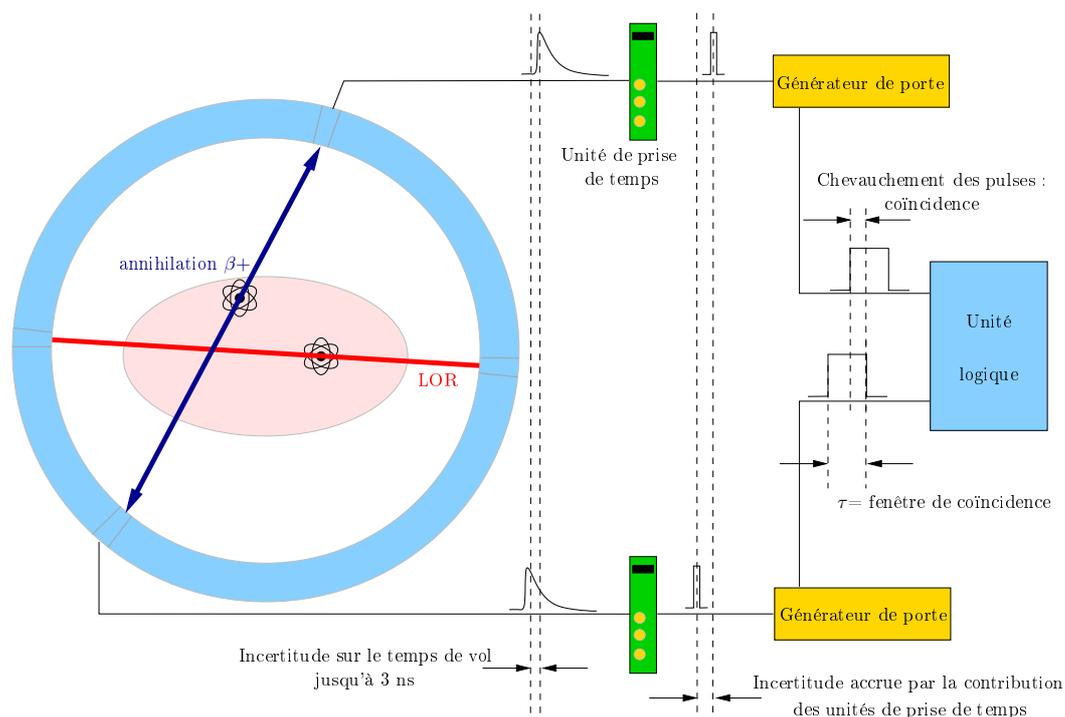


FIG. 1.4: *Principe de la sélection en temps sur les TEP.*

C'est donc la multiplicité des LOR par concours (cf figure 1.5) qui permet de retrouver le point d'interaction. L'intensité de chaque pixel de l'image reconstruite est proportionnelle au nombre d'interactions détectées dans chaque voxel (élément volumique). Cette technique d'imagerie repose de ce fait sur une statistique de comptage pour chaque pixel avec, en pratique, un requis d'acquisition d'environ 100 coups, qui peut nécessiter des temps d'acquisition longs.

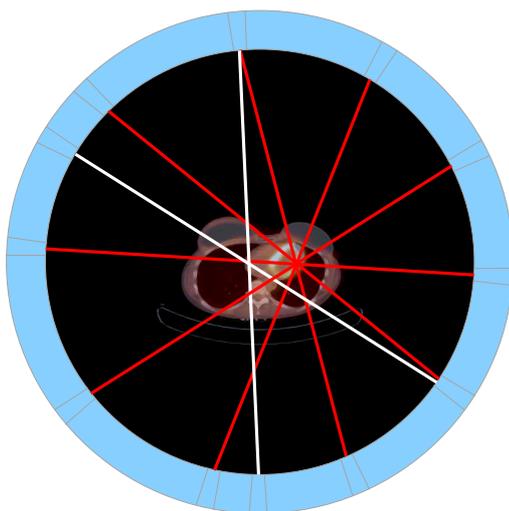


FIG. 1.5: *Principe de localisation par concours des LOR et différenciation des gradients d'activité en fonction du nombre d'événements recueillis.*

1.2.3 Les aléas de l'acquisition

Le principe de collimation électronique sur lequel repose l'acquisition en TEP est intrinsèquement sujet à erreurs quant aux lieux d'émissions. Il s'avère parfois que deux photons arrivent en temps et avec la bonne énergie sur les détecteurs sans pour autant être issus du même positron. De même il n'est pas rare qu'un, voire les deux photons d'une paire, aient diffusés dans l'organisme au préalable d'un enregistrement, par effet Compton ou Rayleigh. Ces deux cas fournissent des informations erronées (de fausses LOR) qui perturbent au final la qualité des images et qui, inutilisables directement, encombrant le système d'acquisition au dépend des bons événements parfois. Les schémas des figures 1.6 et 1.7 illustrent les deux cas rencontrés.

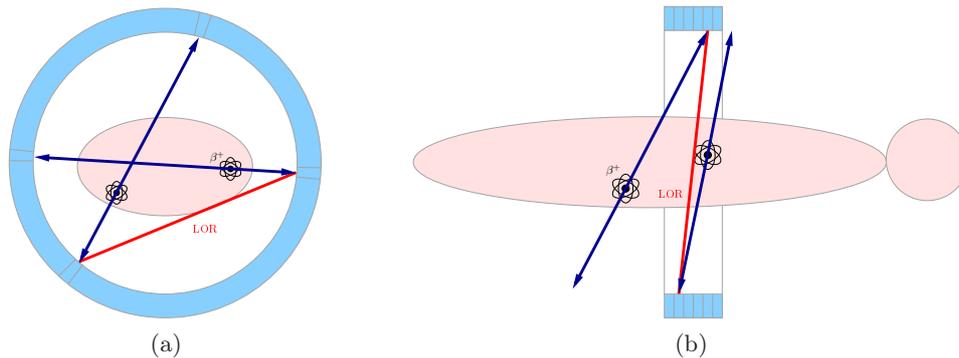


FIG. 1.6: *Les coïncidences fortuites.*

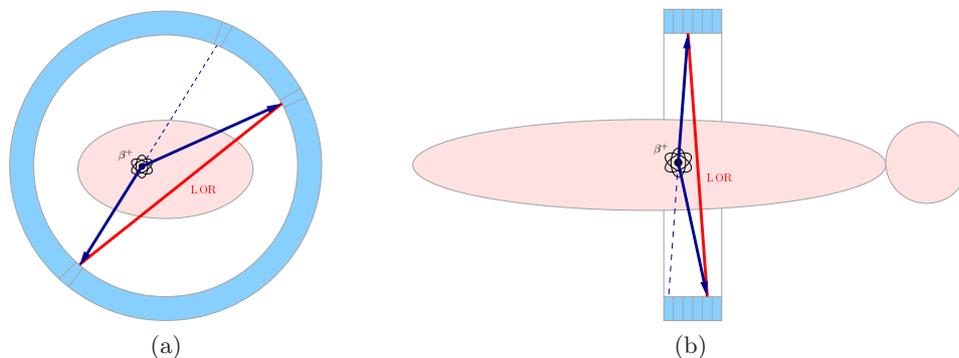


FIG. 1.7: *Les coïncidences diffusées.*

Malgré les restrictions temporelles et énergétiques, ces événements, pourtant enregistrés, brulent le signal. Un affranchissement est toujours possible après coup, mettant en jeu des corrections systématiques, sur des bases statistiques et donc imparfaites.

Ajouté à cela le caractère aléatoire du processus de désintégration radioactive et la nature quantifiée de la méthode d'acquisition, le rapport signal sur bruit n'en est rendu que plus défavorable. S'il s'avère donc essentiel de collecter le maximum de bons événements pendant le temps imparti de l'examen à activité donnée, ce fait est encore amplifié lorsque sont regardés les aspect physiques et instrumentaux d'une caméra TEP. L'angle solide de détection, faible par construction, et la sensibilité des chaînes d'acquisition, pauvre pour la même raison, ne viennent qu'accroître la dégradation du rapport signal sur bruit.

Chapitre 2

De l'architecture des TEP

Il serait ambitieux de vouloir dresser un bilan exhaustif de l'évolution des TEP jusqu'à ce jour au vu de la diversité des machines commercialisées et des innombrables et constantes modifications qu'elles ont subies. Néanmoins, ce chapitre se propose d'identifier les premiers maillons constitutifs des chaînes de lecture communément employées sur ce type d'imageur avant de relater brièvement les grandes lignes des avancées techniques qui ont conduit les TEP à être ce qu'ils sont. Ensuite, l'accent est mis sur une famille de TEP d'architecture « classique », avant de clore par quelques orientations technologiques qui pourraient voir le jour les prochaines années.

2.1 Les modules de détection

Les phases de contrôle sur les premières applications en médecine nucléaire sont réalisées au moyen de détecteurs Geiger-Müller (G-M). Ces tubes G-M, développés au début du siècle, ont un très faible rendement pour les rayons γ (environ 2%) et ne sont pour cette raison pas très bien adaptés à la médecine nucléaire. Marinelli, Oshry et Seidling découvrent néanmoins en 1943 [7], au cours du traitement de patients atteints de cancers de la thyroïde avec de l'iode 131 (^{131}I), la possibilité grâce au compteur G-M de procéder à la localisation des métastases de ce cancer, fixant-elles aussi l'iode 131. Bien que ces premières expériences soient essentiellement le fruit de motivations thérapeutiques, d'importants travaux de recherche sont lancés pour améliorer les techniques de comptage corps-entier et les méthodes de localisation plus spécifiques à un organe.

Les travaux de recherche du physicien Heinz Kallmann montrent en 1948 que l'utilisation de tubes photomultiplicateurs (PM) en association avec un cristal scintillateur se révèle bien plus efficace pour la détection des rayons γ que ne l'est le tube G-M. De ces résultats, Benedict Cassen de l'UCLA se lance dans une étude et explore plus en détails cette possibilité de remplacement. Le premier détecteur est développé avec un scintillateur de tungstate de calcium (CaWO_4). Depuis lors, les caméras conçues pour l'imagerie nucléaire emploient pour la plupart ce couple de transducteurs [7].

Resté longtemps le seul candidat à satisfaire au cahier des charges, le PM est aujourd'hui sérieusement concurrencé par d'autres types de photodétecteurs comme la photodiode à avalanche (avalanche photodiode - APD), le photomultiplicateur au silicium (silicon photomultiplier tube - SiPMT ou SiPM) ou encore le photomultiplicateur à galette de microcanaux (microchannel plate photomultiplier tube - MCPMT ou MCPM).

2.2 Le scintillateur

Le rôle du scintillateur est de stopper puis de convertir les photons γ de haute énergie en gerbes de photons d'énergie plus faible, compatible si possible avec le maximum de sensibilité spectrale du photodétecteur qui lui est associé. Il existe plusieurs familles de scintillateurs, sous forme solide, liquide ou gazeuse. La simplicité de mise en œuvre des éléments solides prêche en leur faveur pour la TEP, et le choix se porte naturellement vers les matériaux inorganiques, de densités supérieures, plus à même de stopper les rayonnements γ que leurs équivalents organiques.

Le phénomène de scintillation dans les substances inorganiques émane essentiellement d'une propriété de la structure cristalline, elle ne peut se produire en phases liquide ou vapeur, sauf en de rares cas. Les scintillateurs inorganiques sont de ce fait des substances minérales cristallines [8].

Les couronnes des TEP sont composées par assemblage d'une multitude de cristaux scintillants, de quinze à vingt cinq mille. Un photon entrant dans un élément du détecteur peut interagir avec les électrons du milieu et perdre son énergie, soit totalement par effet photoélectrique, soit partiellement par interaction Compton avant de diffuser plus loin.

Il est toutefois possible mais rare que le photon interagisse avec le cristal par interaction Rayleigh car les sections efficaces photoélectrique et Compton prédominent largement aux énergies mise en jeu en TEP. Quant à la production de paires e^-/e^+ , elle est plus qu'improbable car l'énergie est trop faible.

La maximalisation de la probabilité pour qu'une interaction survienne et que celle-ci soit un effet photoélectrique est activement recherchée. Il s'agit d'une caractéristique importante lors du développement d'un nouveau scintillateur et un critère de choix pour l'utilisateur. La section efficace pour l'effet photoélectrique est fonction de l'énergie de la particule mais se trouve corrélée de près à la formule chimique du cristal au travers sa densité et son numéro atomique effectif Z_{eff} (densité d'électrons estimée). Un Z_{eff} élevé augmente la probabilité d'occurrence de l'effet photoélectrique par rapport à l'effet Compton, la densité quant à elle joue sur la probabilité d'interaction rayonnement-matière.

Lors d'une diffusion Compton, la particule perd une partie de son énergie initiale $h\nu$, l'énergie résiduelle $h\nu'$ se calcule d'après la relation

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)}$$

avec θ l'angle de diffusion Compton.

Après coup, le photon a la possibilité d'interagir à nouveau par effet Compton, il peut sortir du cristal ou préférentiellement pour l'utilisateur, être absorbé par effet photoélectrique comme le montre la représentation schématique de la figure 2.1.

Note : de pareilles interactions peuvent survenir dans l'organisme du patient comme mentionné en sous section 1.2.3, seules les probabilités relatives d'interactions changent.

L'illustration de la figure 2.2 donne l'allure typique d'un spectre d'énergies d'un détecteur sujet à un rayonnement γ monoénergétique. Sa résolution est inscrite ci-après (équation 2.1), elle correspond au rapport entre la largeur à mi-hauteur (full width at half maximum - FWHM) du pic photoélectrique et la valeur d'énergie centrale H_0 .

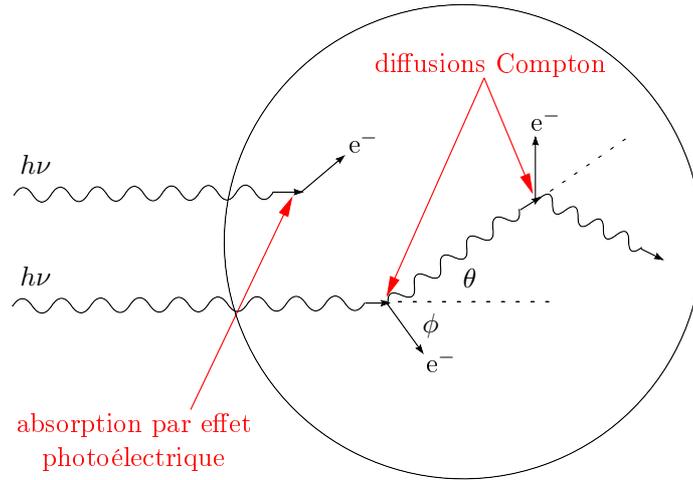


FIG. 2.1: Les principales interactions γ -matière pour les énergies considérées en TEP.

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\sigma}{H_0} \quad (2.1)$$

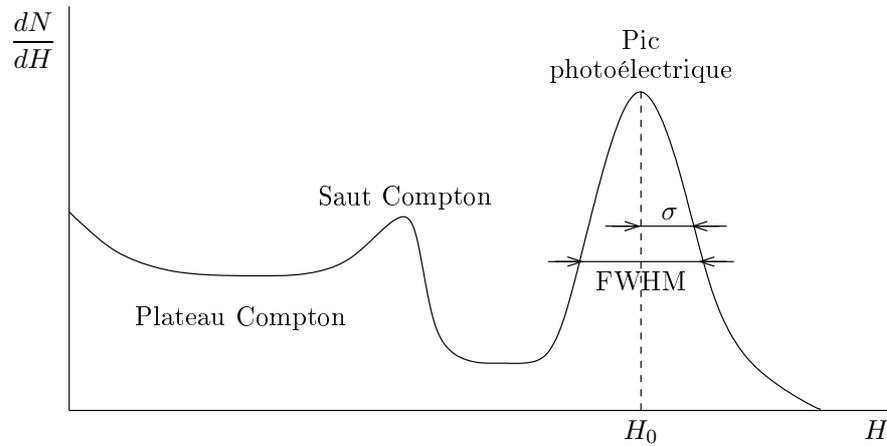


FIG. 2.2: Réponse typique d'un détecteur soumis à un rayonnement γ monoénergétique.

2.2.1 Les mécanismes de scintillation

Le modèle des bandes d'énergie constitue une base théorique commode pour expliquer les mécanismes de scintillations des substances inorganiques, qui dépendent des états d'énergie déterminés par le réseau cristallin. Seuls deux types d'état d'énergie discrets sont admis pour les isolants et les semiconducteurs, la bande de valence où les électrons sont attachés à la structure cristallographique et la bande de conduction dans laquelle les électrons possèdent assez d'énergie pour migrer librement.

Dans un matériau pur, la bande intermédiaire ou bande interdite, n'est jamais peuplée par les électrons. L'absorption d'énergie par l'un d'entre eux peut provoquer son élévation de la bande de valence vers la bande de conduction. Le retour à l'état initial n'est possible qu'à travers la libération d'un photon de même énergie, mais la probabilité est faible. La plupart du temps, la largeur de la bande interdite est telle que le photon émis n'appartient pas au domaine visible et de toute façon, par chevauchement des spectres d'absorption et d'émission, le cristal réabsorbe au final la lumière qu'il vient de produire.

En pratique, pour favoriser la réémission dans une portion du spectre compatible avec les photodétecteurs (ultraviolet, visible), des impuretés (appelées activateurs) sont délibérément ajoutées au cristal pour modifier la structure originelle des bandes d'énergie. De nouveaux états sont créés au sein même de la bande interdite, ils dépendent de l'impureté choisie. Un bel exemple est le cérium (Ce) abondamment employé pour l'élaboration de nombreux scintillateurs inorganiques tels l'oxyorthosilicate de lutécium (Lu_2SiO_5 ou LSO) [9].

Le passage d'une particule chargée à travers le scintillateur provoque la formation d'un grand nombre de paires électron-trou suite à l'élévation des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Parce que l'énergie d'ionisation des activateurs est plus faible que l'énergie typique nécessaire pour ioniser les autres atomes de la structure cristalline, les trous tendent à peupler ces sites en priorité. Au même moment, les électrons se déplacent librement dans le cristal jusqu'à ce qu'ils rencontrent les activateurs ionisés. En migrant vers ces sites luminescents ils rendent la configuration neutre, configuration qui possède ses propres niveaux d'énergie excités dans la bande interdite comme le montre la figure 2.3.

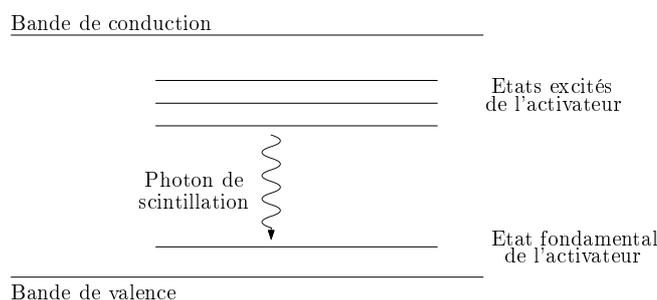


FIG. 2.3: Structure des bandes d'énergie d'un scintillateur inorganique activé.

Deux cas de désexcitations sont rencontrés :

- L'activateur est dans un état correspondant à une transition autorisée vers la bande de valence. La désexcitation se produit très rapidement et avec une très forte probabilité d'émission d'un photon d'énergie égale à celle de la transition. Typiquement, le temps de vie de ces états excités est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes, très supérieur de toute façon au temps de transit des électrons. Ces états excités sont donc produits quasiment simultanément, c'est leur temps de vie qui détermine la durée de l'impulsion caractéristique d'émission des photons lumineux (constante τ_c). Ce phénomène est appelé luminescence spontanée.
- Une transition est possible de certains états excités vers la bande de valence sans pour autant que cela donne lieu à l'émission de photons. C'est le phénomène d'extinction ou « quenching » en anglais, il constitue purement et simplement une perte de rendement pour le processus de conversion de l'énergie des particules en lumière de scintillation.

Pour les matériaux dopés, un transfert direct des électrons et trous créés après irradiation vers l'activateur est souhaité. La présence de défauts peut entraîner un retard à l'émission : au lieu de migrer vers l'activateur (ici du cérium Ce) les électrons se trouvent piégés par ces défauts. La relâche peut alors s'opérer par photo ou thermostimulation vers un état supérieur duquel la transition est permise lorsque le piège est peu profond (près de la bande de conduction). L'électron peut se déplacer spontanément à température ambiante après un temps Δt et migrer vers le centre luminescent, via la bande de conduction, ce qui conduit à une émission retardée. Ce processus est appelé réminescence ou « afterglow » dont le temps de vie peut dépasser la seconde.

Enfin, comme alternative aux migrations indépendantes des électrons et des trous dans le cristal, les paires peuvent se « combiner » sous forme d'excitons et migrer librement comme cela jusqu'à atteindre chacun le site d'un activateur. La suite du processus est la même que précédemment pour les émissions spontanées.

Contrairement aux cristaux intrinsèques, l'utilisation d'un activateur éloigne les spectres d'absorption et d'émission l'un de l'autre. Le chevauchement évité, le cristal devient transparent vis-à-vis des photons qu'il émet, au premier ordre tout du moins.

2.2.2 L'absorption des photons gamma

L'intensité N d'un faisceau de photons monoénergétiques collimatés en direction d'un détecteur à travers un matériau d'épaisseur x est donnée par la relation

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

où N_0 représente l'intensité du faisceau incident.

Chaque interaction avec la matière par effet photoélectrique ou Compton supprime ou détourne les photons de leur direction originelle, celle du détecteur. A chacun de ces processus peut être affectée une probabilité d'occurrence par unité de distance, probabilité déjà évoquée sous le nom de section efficace. La somme de ces valeurs représente la probabilité pour que les photons n'arrivent pas sur le détecteur, soit la grandeur μ connue sous le nom de coefficient d'atténuation linéique et caractéristique du milieu traversé.

L'emploi du coefficient d'atténuation linéique μ tel quel est limité car il varie avec la densité ρ de l'absorbeur même si le matériau reste le même. Pour cette raison le coefficient d'atténuation massique μ/ρ lui est habituellement préféré. La loi d'atténuation des photons γ prend ainsi la forme

$$N = N_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x}$$

avec ρx l'épaisseur massique généralement exprimée en mg/cm^2 .

Par un raisonnement peu différent, il est possible de définir la distance moyenne λ (LPM) parcourue dans l'absorbeur avant qu'une interaction ait lieu. Cette grandeur est obtenue comme suit

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}$$

Il s'agit là de l'inverse du coefficient d'atténuation linéique.

2.2.3 Loi d'émission des photons de scintillation

Se référant aux explications données en sous-section 2.2.1, l'équation représentative de l'intensité lumineuse en sortie d'un cristal peut s'écrire

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau_c} \quad (2.2)$$

avec I_0 l'intensité lumineuse initiale juste avant la désexcitation des sites et τ_c le temps de vie des états excités comme préalablement défini (temps de scintillation). Les scintillateurs étant linéaires d'un point de vue de la conversion de l'énergie incidente, l'intégrale temporelle de la courbe représentative de l'équation 2.2 correspond à l'information d'intérêt pour la mesure de l'énergie déposée.

Un scintillateur rapide permet des mises en forme courtes d'un point de vue de l'électronique, sans compromis balistique si les taux de comptage sont élevés. Les avantages immédiatement acquis sont

- une diminution du risque d'empilement des impulsions.
- une diminution du temps mort de l'électronique par diminution du temps d'intégration.

2.2.4 Efficacité et rendement de scintillation

Ce sont des grandeurs qui contribuent beaucoup à la définition des propriétés de radioluminescence des scintillateurs. L'efficacité de scintillation est le nombre moyen de photons émis N_p rapporté à l'énergie du rayonnement incident absorbée dans le cristal E_a .

La multiplication par l'énergie $h\nu$ des rayonnements émis mène au rendement de scintillation ϵ qui est de ce fait le rapport entre l'énergie totale de la lumière émise et l'énergie absorbée.

$$\epsilon = \frac{N_p h\nu}{E_a}$$

Un cristal très lumineux et offrant un très bon rendement est l'iodure de sodium dopé au thallium NaI : Tl, il sert de référence sur ce point si bien que l'émission lumineuse des scintillateurs est souvent exprimée en pourcentage de celle de ce cristal. Il est utilisé depuis des années en imagerie médicale.

2.2.5 Les scintillateurs intéressants pour la TEP

Pour résumer, les scintillateurs adaptés à la TEP doivent posséder :

- une densité élevée favorable à l'interaction des photons avec la matière.
- un numéro atomique effectif Z_{eff} grand dont dépend le ratio des sections efficaces photo-électrique et Compton.
- une efficacité de conversion importante.
- une bonne transparence vis-à-vis des photons de scintillation pour ne pas atténuer le signal.
- une faible constante de temps.

Le tableau 2.1 regroupe quelques scintillateurs aux propriétés intéressantes pour une utilisation en TEP. Le NaI : Tl figure ici à titre de comparaison.

Le GSO était très en vogue il y a quelques années du fait de sa fabrication aisée et de l'absence du lutécium qui le rendait compétitif financièrement. Il fut introduit par Hitachi dans les années 1980 [10][11].

Le LuAP possède un temps de vie très court et une densité sans égal le rendant particulièrement attractif. Cependant son rendement de scintillation est plutôt modéré et sa stabilité thermique aléatoire [12][13].

Dans une application comme la TEP pour laquelle le pouvoir d'absorption, le rendement de scintillation et le temps de vie sont les paramètres prépondérants, les matériaux oxydes à base de lutécium dopés cérium semblent de bons candidats.

Le plus connu, le LSO réunit un pouvoir d'absorption élevé et de bonnes propriétés de scintillation [14][15]. Ce matériau est fabriqué au Etats-Unis sous licence exclusive pour CTI, filiale de Siemens [16].

Comme alternative au LSO non encore cités figurent le LaBr_3 , le LPS et le LYSO qui n'est pas référencé dans le tableau 2.1 ($\text{Lu}_{2(1-x)}\text{Y}_{2x}\text{SiO}_5 : \text{Ce}$). Ce dernier a ouvert de nouvelles perspectives pour les TEP auxquelles il propose une alternative commerciale réelle au LSO. La substitution de moins de 10 % de lutécium au profit d'yttrium pénalise peu sa densité (>7.1) alors qu'il fournit des performances de scintillation au moins analogues à son parent.

Le pyrosilicate de lutécium (LPS) quant-à lui, découvert dans le cadre d'une collaboration de recherche académique, offre un potentiel de scintillation proche de celui du binôme LSO/LYSO [17]. Toutefois, il pèche comparativement par sa plus faible densité mais se distingue par la quasi absence de réminescence.

Le LaBr_3 pour sa part se présente comme un cristal très intéressant pour l'application TEP du fait de sa rapidité et de son très fort rendement lumineux. Comme points faibles viennent l'hygroscopicité marquée qui rend indispensable son encapsulation, sa relative confidentialité à l'instant de cette rédaction et son prix en rapport.

Matériaux	NaI: Tl	Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ BGO	Gd ₂ SiO ₅ : Ce GSO	Lu ₂ SiO ₅ : Ce LSO	LuAlO ₃ : Ce LuAP	Lu ₂ Si ₂ O ₇ : Ce LPS	LaBr ₃ : Ce
ρ	3.7	7.1	6.7	7.4	8.3	6.2	5.3
Z_{eff}	51	75	59	66	65	64	47
ρZ_{eff}^4 ($\times 10^6$)	24	225	81	143	148	104	26
Hygroscopie	oui	non	non	non	non	non	oui
Longueur d'atténuation /mm à 511 keV	29	11	14	12	11	14	22
Fraction pho- toélectrique à 511 keV	17	43	26	34	32	30	14
Rendement lumineux /ph/MeV	33000	8000	8500	25000	11000	26000	60000
$\lambda_{mission}$ /nm	410	480	430	420	365	385	380
Temps de vie /ns	230	300	60 (90%) 600 (10%)	40 + réminescence [9]	18	38	16

TAB. 2.1: Propriétés physiques et de scintillation de matériaux à forts pouvoir d'absorption.

2.3 Le photodétecteur

Le photodétecteur est le deuxième élément de la chaîne de lecture d'un TEP classique. Il fournit à sa sortie un signal électrique exploitable, en général un courant, si possible homothétique de l'impulsion générée par le scintillateur. Cette condition remplie, la charge du signal de sortie est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal.

2.3.1 Le photomultiplicateur

2.3.1.1 Une vue d'ensemble

Un photomultiplicateur ou PM est un tube électronique qui convertit un rayonnement lumineux incident situé dans le domaine de longueurs d'onde ultraviolet-infrarouge en un signal électrique. La figure 2.4 montre la mécanique interne d'un PM traditionnel. La fenêtre, généralement faite de verre ou de quartz, est couplée optiquement au scintillateur. Sa face interne est recouverte d'un dépôt d'alliage métallique bialcalin qui constitue la photocathode. Par effet photoélectrique, les photons de scintillations éjectent des électrons de la photocathode avec une probabilité η appelée efficacité quantique. Aux environs du pic de sensibilité (de 380 à 420 nm habituellement) la valeur typique se situe aux alentours des 25 %.

La photocathode est en outre le siège d'une émission spontanée d'électrons par effet thermo-électrique, origine de la majeure partie du bruit de fond des PM (courant d'obscurité).

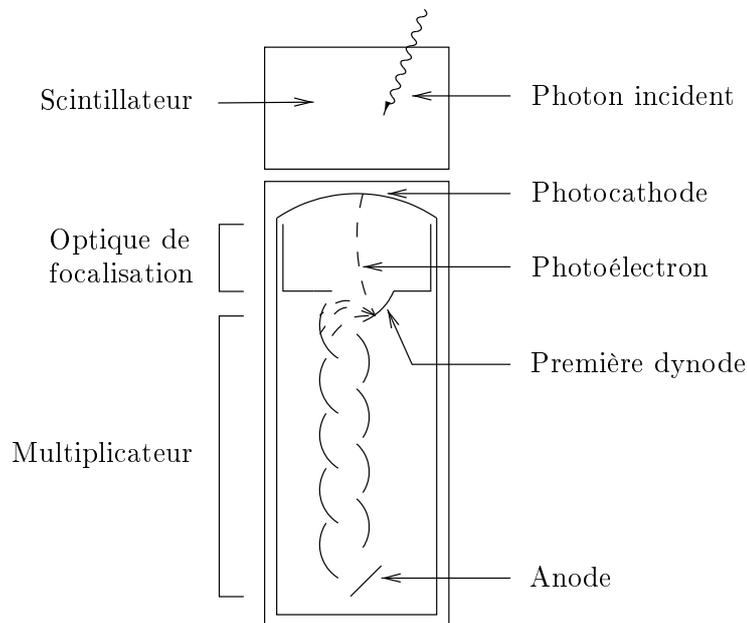


FIG. 2.4: *Structure interne conventionnelle d'un photomultiplicateur* [18].

Entre la photocathode et le multiplicateur d'électrons se trouve une optique de focalisation constituée d'un groupement d'électrodes censées conduire les photoélectrons vers la première dynode. Sa géométrie est délicate, en ce sens qu'elle est optimisée pour parfaire la collecte du signal et minimiser la dispersion des temps de transit des électrons vers la première dynode, quel que soit le lieu d'émission sur la photocathode.

Le multiplicateur est composé de 8 à 12 dynodes suivant le type de photomultiplicateur, portées à des potentiels électriques croissants par un pont d'alimentation. Leur géométrie à nouveau et les champs électriques sont tels que les électrons émis par chacune d'entre elle sont accélérés et frappent la dynode suivante avec une énergie de l'ordre de quelques centaines d'électron-Volts (eV), typiquement de 100 à 500 eV. Ainsi il se produit une multiplication en cascade, par émission secondaire, du nombre d'électrons issus de la photocathode. Le coefficient d'émission secondaire ρ est de 3 à 5 dans des conditions normales d'opération et le gain global du PM est donné au premier ordre par la relation

$$M = \rho^N$$

où N est le nombre de dynodes [8].

2.3.2 La photodiode à avalanche

Une photodiode à avalanche ou APD est un composant semiconducteur capable de détecter des rayonnements sur un large spectre allant des infrarouges aux rayons X. Les radiations γ , trop pénétrantes, ne peuvent être arrêtées par ces dispositifs de manière efficace. Les APD sont donc plutôt employées comme photodétecteur derrière un scintillateur dans ce cas. Au vu des longueurs d'ondes émises par ces derniers en TEP, les APD au silicium (Si) semblent les plus appropriées.

2.3.2.1 Une vue d'ensemble

L'application d'une tension inverse sur une diode engendre une élévation du champ électrique interne et par là même un élargissement de la zone de charge d'espace. L'étendue de celle-ci peut atteindre les bords de la jonction pn. Les conséquences immédiates sont une amélioration de l'efficacité quantique, un abaissement du temps de réponse et une diminution de la capacité de la diode. En présence d'un champ suffisamment fort, l'énergie des porteurs de charges est telle qu'elle engendre la création d'autres paires électron-trou par collision avec les atomes du milieu, donnant naissance au phénomène d'avalanche [19].

Globalement, les APD sont constituées de deux régions principales dites de conversion et de multiplication. Au sein de la première sont produites les charges primaires par interaction des photons de faible énergie, la seconde sert à l'amplification du signal par avalanche. Pour que les charges primaires subissent des amplifications semblables, il est primordial que la multiplication soit le plus possible indépendante de la profondeur d'interaction dans la région d'émergence.

L'efficacité quantique η d'une APD correspond au rapport entre le nombre de paires primaires de porteurs créées non-piégées par des impuretés et le nombre de photons incidents. Elle s'exprime comme suit :

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

où r représente la réflectivité de la face d'entrée, σ le coefficient d'absorption des photons incidents dans le silicium, d_{p^+} et d_{π} respectivement les largeurs des régions p^+ et π (région non dopée) visibles à la figure 2.5 pour une APD classique de type « reach through » [20].

La grandeur $e^{-\sigma d_{p^+}}$ correspond à la fraction des photons non absorbés dans la couche p^+ , zone dans laquelle le champ électrique est trop faible pour assurer la collecte des paires électron-trou. L'autre quantité $1 - e^{-\sigma d_{\pi}}$ représente la fraction des photons absorbés dans la région déplétée qui précède la zone de multiplication. La probabilité de capture électronique des paires électron-trou créées dans la zone de charge d'espace est très faible et n'est pour cette raison pas prise en compte dans l'expression de l'efficacité quantique.

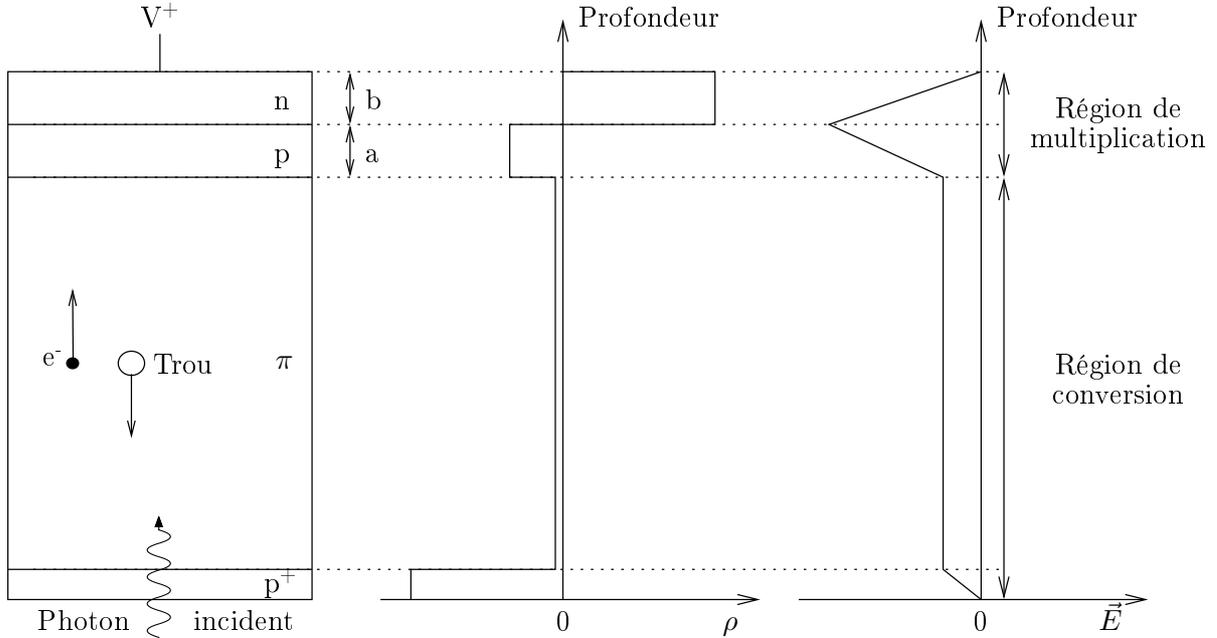


FIG. 2.5: De gauche à droite sont représentés la structure interne d'une APD de type « reach through », le profil de densité de charge ρ et le profil du champ électrique \vec{E} .

2.3.2.2 Facteur de multiplication ou gain d'une APD

Le facteur de multiplication M est défini quant à lui comme le nombre total de paires de porteurs créées rapporté au nombre de paires primaires au sortir de la région de conversion. Dans le silicium, un champ électrique supérieur à environ 10^5 V/cm permet aux porteurs de charge de recevoir suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes de Si et créer de nouvelles paires électron-trou [21]. Typiquement, l'efficacité quantique d'une APD s'élève au environs de 60 à 90 % pour une multiplication de l'ordre de 100 à 1000.

Dans un but de quantification, le nombre moyen de paires électron-trou émises par porteur de charge et par unité de distance est utilisé. Il s'agit du coefficient d'ionisation α pour les électrons et β pour les trous. A noter, ces grandeurs augmentent avec le champ électrique et diminuent avec la température [22]. L'élévation de cette dernière accroît la fréquence des collisions avec les atomes de la structure cristalline et fait chuter la probabilité pour les porteurs de charge de gagner l'énergie nécessaire à l'ionisation. Le rapport d'ionisation k est défini pour caractériser les APD.

$$k = \frac{\beta}{\alpha}$$

Dans le silicium k augmente avec l'intensité du champ électrique et sa valeur oscille entre 0 et 1 :

- Pour $k \ll 1$ les trous ne produisent pas d'ionisation et le phénomène d'avalanche se produit à sens unique de la région p vers la région n . Il se termine lorsque tous les électrons ont franchi la région de multiplication.
- Lorsque les trous produisent des ionisations ($k > 0.001$) un processus de régénération de l'avalanche apparaît et augmente de façon significative avec la variance relative de multiplication.
- Pour des valeurs élevées du rapport d'ionisation ($k > 0.1$) un régime d'avalanche ininterrompu peut survenir et procurer un gain infini à l'APD. La tension produisant cet effet est la tension de claquage.

Lorsque toutes les paires électron-trou prennent naissance en amont de la région de multiplication, le facteur de multiplication $M(x)$ à la position x vaut [21]

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

où a et b sont les épaisseurs respectives des zones p et n de la région de multiplication (cf figure 2.5).

Les coefficients α et β affichent une dépendance à la température, tout comme M en conséquence, qui diminue avec cette grandeur. Ce phénomène est à relier au réseau cristallin qui entre de plus en plus en vibration à mesure que la température augmente. La probabilité de collision grandit ainsi entre les porteurs de charge et les atomes de la structure cristalline. Cela freine l'accélération des porteurs et rend plus difficile la venue de l'avalanche. De cette façon, il est de coutume de réguler les APD en température pour limiter l'effet et travailler dans des conditions plus reproductibles.

2.3.2.3 Facteur de bruit de multiplication

Soit le facteur de bruit de multiplication F , il se calcule de la façon suivante :

$$F = 1 + \frac{\sigma_M^2}{M^2}$$

avec σ_M^2 la variance de multiplication consécutive d'une distribution non-poissonnienne.

La multiplication moyenne $M(x)$ produite par une paire électron-trou générée à la position x est définie selon :

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

Il est possible de rapprocher F de M , la théorie développée dans [21] s'y réfère. Il devient

$$F = k_{eff}M + \left(2 - \frac{1}{M}\right)(1 - k_{eff}) \quad (2.3)$$

avec

$$k_{eff} = \frac{k_2 - k_1^2}{1 - k_2} \quad , \quad k_1 = \frac{\int_a^b \beta(x)M(x)dx}{\int_a^b \alpha(x)M(x)dx} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{\int_a^b \beta(x)M^2(x)dx}{\int_a^b \alpha(x)M^2(x)dx}$$

où $k_{eff} = k$ si k est constante en tout point de la région de multiplication.

Remarques :

- en pratique k_{eff} est déterminée expérimentalement par le biais d'un ajustement entre la relation faisant intervenir F et le bruit.
- le facteur multiplication varie avec la longueur d'onde incidente, il en est donc de même pour le facteur de bruit.

Pour des valeurs faibles du rapport d'ionisation k ($0.002 < k < 0.01$), l'équation 2.3 de de F se simplifie à :

$$F = 2 + k_{eff}M$$

2.3.2.4 Le courant d'obscurité

En l'absence d'illumination, une APD produit un courant I_d appelé courant d'obscurité. Il est la résultante de deux contributions, tout d'abord un courant de fuite ou courant de surface I_{ds} (typiquement 1 à 10 mA/mm) puis une composante qui traduit la création spontanée de paires de porteurs par excitation thermique. En fonction du lieu où elle apparaît, la résultante en courant I_{dv} (~ 2 pA/mm²) ou I'_{dv} respectivement est ou non amplifiée. De valeur très faible, le courant I'_{dv} est souvent négligé comparativement dans la relation du courant d'obscurité (équation 2.4) [18].

$$I_d = I_{ds} + I_{dv}M + I'_{dv} \quad (2.4)$$

La densité spectrale du courant d'obscurité (courant de bruit) d'une APD s'écrit :

$$S(i_d) = 2q (I_{ds} + I_{dv}M^2F) = \frac{i_d^2}{\Delta f}$$

avec Δf la bande passante équivalente du bruit.

La valeur quadratique moyenne de la composante de fluctuation superposée au courant d'obscurité moyen I_d s'élève à (formule de Schottky)

$$i_d^2 = 2q (I_{ds} + I_{dv}M^2F) \Delta f \quad (2.5)$$

La probabilité pour qu'un électron transite de la bande de valence à la bande de conduction est proportionnelle à $T^{3/2}e^{-E/kT}$ avec E la largeur de la bande interdite, k la constante de Boltzmann et T la température en Kelvin [23]. La dépendance des composantes I_{dv} et I'_{dv} avec la température est très forte, il en va de même pour le courant d'obscurité I_d . C'est là un des inconvénients majeurs de ce type de photodétecteurs. A nouveau, une régulation en température trouve sa raison d'être.

Deux types d'APD existent, avec des différences structurelles principalement. Les premières, historiquement, ont été les APD dites « reach through », rapidement supplées par les APD de type « reverse ».

2.3.2.5 Structure de type « reach through »

Cette forme est à la fois la plus ancienne et la plus répandue. Les paires de porteurs sont créées dans l'espace de champ électrique faible (région π), repérée à la figure 2.5. Les photoélectrons dérivent ensuite vers la région d'amplification et finalement ne contribuent presque pas au signal, tout comme leurs homologues trous.

Ce sont essentiellement les trous secondaires émis lors de la phase de multiplication qui génèrent le courant aux électrodes car ils traversent une barrière de potentiel beaucoup plus importante que les électrons secondaires.

Cette structure d'une trentaine d'année fut développée pour la détection de radiations dans l'infrarouge, sa région de conversion est profonde et la multiplication moyenne est indépendante de la profondeur à laquelle sont générés les photoélectrons. En pratique pour des raisons de bruit électronique et de déficit balistique, la capacité du détecteur apparaît cruciale et se doit d'être minimisée.

Au tableau des inconvénients d'une telle géométrie figure également l'étendue de l'espace de conversion, à maximiser pour réduire la capacité de l'APD. Ce faisant, la majorité des paires de porteurs générées par excitation thermique est amplifiée, en résulte un courant d'obscurité parfois important, bruité de surcroît (cf équations 2.4 et 2.5). Pour contrecarrer ceci, une alternative de choix d'un point de vue structurel est le recours aux APD de type « reverse », lorsque cela est possible.

2.3.2.6 Structure dite « reverse »

Pour de courtes longueurs d'onde comparées au réseau cristallin du silicium, il n'apparaît pas gênant de rétrécir la zone de conversion et de rapprocher la région de multiplication de la surface d'incidence. C'est ce que proposent les géométries de type « reverse ».

Avec des valeurs λ inférieures à 500 nm comme en TEP, le pouvoir d'arrêt du silicium est tel que 4 μm suffisent à absorber la quasi totalité des photons. Un aperçu de la structure et des profils de densité de charge et de champ électrique pour la structure concernée dans ce paragraphe est fourni à la figure 2.6. La seconde représentation (figure 2.7) livre pour exemple les détails structurels d'une APD S8148 de type « reverse » produite spécifiquement par Hamamatsu pour le détecteur CMS de l'expérience LHC au CERN.

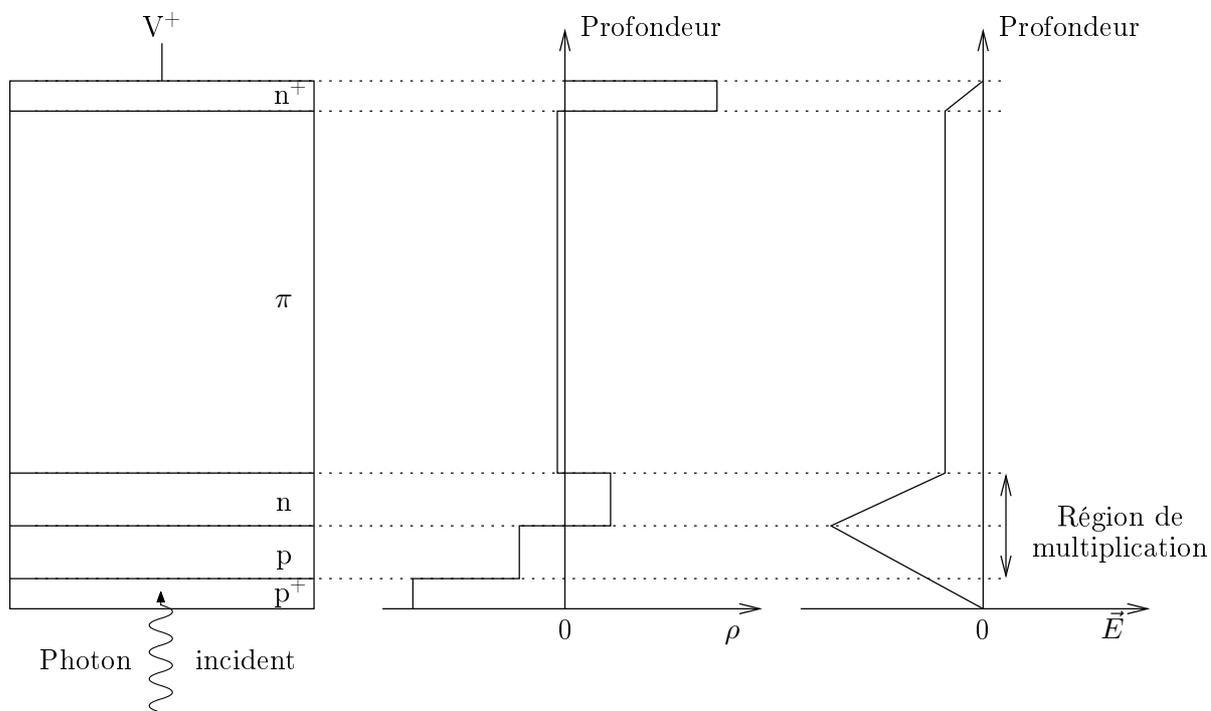
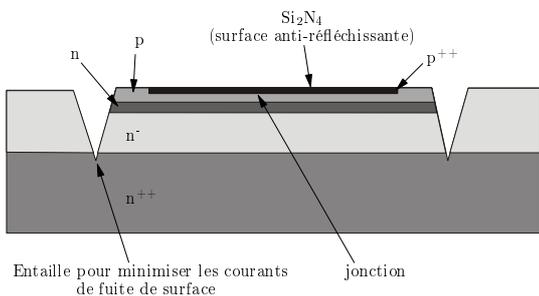
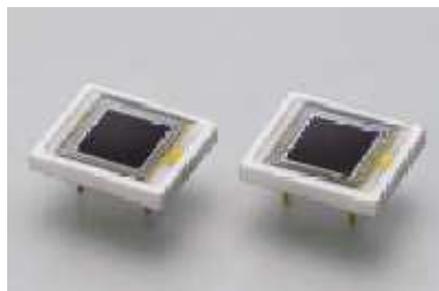


FIG. 2.6: De gauche à droite sont représentés la structure interne d'une APD de type « reverse », le profil de densité de charge ρ et le profil du champ électrique \vec{E} .



(a) Vue en coupe de l'APD S8148



(b) Image de deux APD S8148

FIG. 2.7: Détails d'une coupe et photo d'une APD S8148 produite par Hamamatsu.

2.4 Vers les TEP d'aujourd'hui

2.4.1 Evolution des modules de détection

Les premiers imageurs étaient constitués de deux plans de détecteurs parallèles, de champs étendus, mis en rotation axiale autour du patient. Un large champ de vue était de bonne augure mais la contrainte de temps relative au déplacement des détecteurs était non négligeable et supposait que la dynamique du traceur utilisé soit lente pour entreprendre des examens dynamiques eux-mêmes.

Cependant, des traceurs de demi-vies longues augmentaient l'exposition du patient et la solution consistant à diminuer le temps d'acquisition pour chaque position angulaire faisait croître l'importance du bruit statistique.

L'idée de détecteurs disposés selon une géométrie cylindrique émerge alors, mais nécessite de trop complexifier l'électronique de lecture pour garder un champ de vue étendu. La contrainte s'exprime aux dépens de ce dernier et impose des géométries certes cylindriques ou polygonales mais minces et capables d'imager une seule coupe transverse seulement, dans sa globalité. Qui plus est, le travail se fait de façon statique.

Le champ de vue axial reste limité à la largeur des éléments de détection tous positionnés dans un même plan, à l'époque des cristaux NaI: Tl. La couverture axiale est par la suite éventuellement accrue, par juxtaposition de plusieurs anneaux de détection.

Les premiers couplages entre cristaux et photomultiplicateurs se sont faits un à un, la disposition conférant à l'ensemble un mode de fonctionnement parallèle aux débits optimaux. Cette indépendance des voies se paye au prix fort par le nécessaire investissement dans autant de photomultiplicateurs, au demeurant extrêmement onéreux. De plus, les dimensions des PM imposent la granularité du détecteur qui limite la résolution spatiale finale.

Comme alternative d'intérêt à l'époque, le recours à la technique d'Anger (1967) permet d'associer un cristal de champ étendu à une matrice de photomultiplicateurs, souvent par emploi d'un guide de lumière. Une électronique spécifique permet de retrouver le point d'impact sur le bloc de scintillateur. Les événements incidents produisent des gerbes de photons de scintillation par diffusion dans le cristal. L'information, délayée dans la matière, l'est fort heureusement de façon isotrope, ce qu'exploite la méthode de localisation proposée. Elle s'appuie sur le calcul du centroïde par pondération des impulsions produites par chacun des PM suivant un certain schéma de codage. L'attachement tout particulier au NaI: Tl se justifie par sa luminosité qui procure une statistique d'émission suffisante pour satisfaire un repositionnement de qualité.

La technique, employée conjointement à un scintillateur non discretisé permet une relocalisation événementielle continue de résolution spatiale seulement limitée par la matrice d'échantillonnage. Elle octroie l'accès par le calcul à des résolutions supérieures à celles des éléments constitutifs de la chaîne, photomultiplicateurs notamment. Le premier défaut provient malheureusement du cristal de NaI: Tl de densité faible, qui n'optimise pas l'efficacité de détection. Le second est son temps de réponse, perçu comme un temps mort.

Dans les années 1970, le BGO fait son apparition sur les TEP. Il reste le meilleur compromis entre rapidité, luminosité, pouvoir d'arrêt et prix durant plus de vingt ans. Le premier scanner construit avec du BGO date de 1978, les cristaux sont pixelisés [24]. Le prix de ces machines est très élevé, si bien qu'une structure en bloc (de BGO) ne tarde pas à faire son apparition en 1986, lorsque Casey la publie pour le compte de Siemens CTI [25].

Ce schéma, visible à la figure 2.8 améliore la résolution spatiale, puisqu'il se situe à mi-chemin entre les cristaux individuels et les détecteurs monoblocs.

Les blocs étudiés comportent des stries formant un réseau de 8 x 8 cristaux semi-pixelisés. La profondeur des rainures entre cristaux est hétérogène et optimisée en tous points pour contrôler l'étalement de la tâche de lumière au sortir du bloc plan. La lecture est confiée à quatre PM et une méthode barycentrique (centroïde) est mise en œuvre pour l'identification du cristal d'interaction.

Par rapport à un montage en ligne, cette architecture diminue d'un facteur 16 le nombre de photomultiplicateurs nécessaires mais augmente d'un facteur 64 le taux d'occupation de ces derniers. Cela diminue d'autant la bande passante à l'acquisition et rend plus probable la venue de temps morts au niveau de l'électronique de lecture. Sans parler des problèmes d'empilement, majorés en cas de forte activité dans le champ de vue. Cette solution est utilisée encore aujourd'hui sur la majeure partie des TEP pour applications cliniques sur l'homme, le plus souvent avec du LSO.

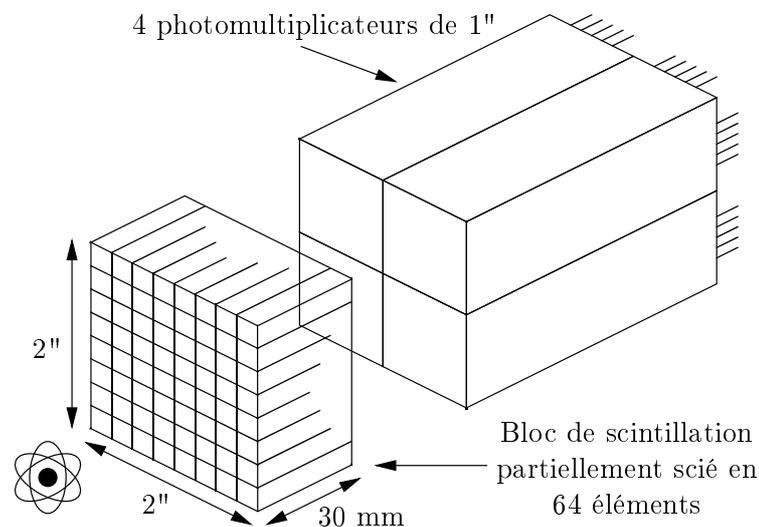


FIG. 2.8: Schéma d'un bloc de détection et de ses quatre photomultiplicateurs de lecture.

Une nouvelle conception est proposée en 2000 afin de combiner des scintillateurs discrets et un réseau de PM [26]. Ces scintillateurs sont des parallélépipèdes de GSO couplés par un guide optique à un réseau de photomultiplicateurs. L'avantage premier réside dans l'adoption de cristaux de GSO discrets et rapides qui limitent le temps mort du système.

Aujourd'hui, la technologie des photodétecteurs a beaucoup évolué, si bien que des architectures non-viables d'autrefois pour des raisons de compacité ou de coût peuvent être réimaginées avec des champs de vue étendus. Les avancées de l'électronique ou des systèmes de traitement de l'information sont telles que ces domaines ne doivent plus constituer des facteurs limitants pour les nouvelles architectures. Le cas des APD est à citer en exemple, de petites tailles elles permettent d'envisager des couplages directs avec les scintillateurs de dimensions réduites, rendant les voies indépendantes les unes des autres. Ce type de montage est très utilisé sur les TEP dédiés à l'imagerie du petit animal développés dans les centres de recherche. C'est un domaine pour lequel la granularité, donc la résolution spatiale, est de prime importance [27].

Sur le plan commercial pour les TEP cliniques l'utilisation d'APD est malheureusement freinée par le nombre, leur coût encore élevé mais aussi du fait de leur gain réduit par rapport à celui des PM. Un tel changement d'optique rend indispensable la refonte quasi complète du schéma de l'électronique en aval. Pour satisfaire, celle-ci doit devenir très bas bruit et se montrer capable, hiérarchiquement, de s'adapter à l'explosion du nombre de LOR conséquentes à la pixelisation.

2.4.2 Passage de l'acquisition 2D à 3D

Jusqu'à la fin des années 1980 des moyens de collimation physiques de quelques millimètres, en alliage de plomb ou de tungstène, étaient systématiquement positionnés entre les différents anneaux de détections des TEP : les septa. Cette aide à la collimation électronique représentée à la figure 2.9 trouve son premier fondement dans l'absorption des photons γ émis en des directions autres que transverses. Ceci borne les possibilités d'acquisition à des jeux de plans 2D contigus, alignés avec les anneaux du détecteur. L'enregistrement d'événements diffusés est alors très limité ce qui est de bonne augure, à cette époque, en l'absence d'algorithme de correction dédié. En second lieu, la technique permet l'exploitation d'un algorithme de reconstruction 2D seulement et évite la considérable complexité d'une version 3D, difficile à envisager en ce temps faute de moyen de traitement en rapport.

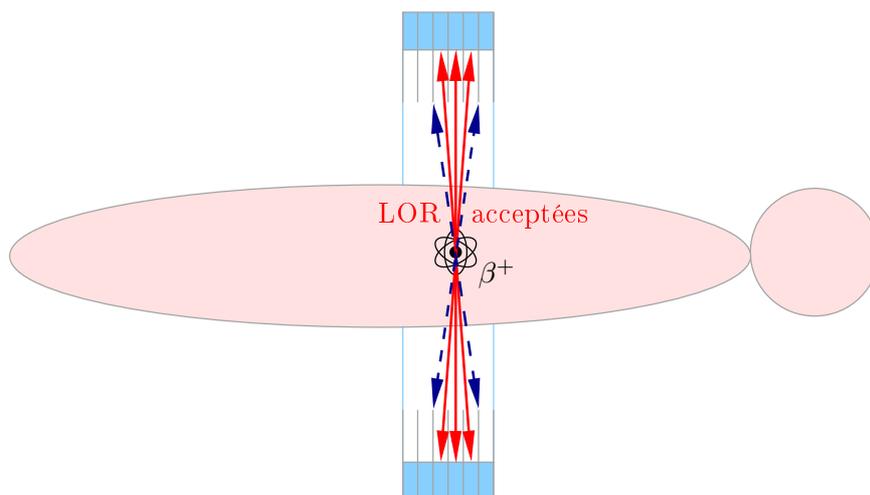


FIG. 2.9: Positionnement des septa sur un TEP 2D.

Aujourd'hui, les algorithmes de correction de diffusés et de reconstruction 3D sont bien maîtrisés et implantables facilement. Les bénéfices tirés des septa sont contrebalancés négativement par les pertes de sensibilité qu'ils occasionnent. Les niveaux de bruit enregistrés en 3D après corrections se révèlent inférieurs à ceux acceptés généralement en tomographie 2D sans correction [28]. De ce fait, depuis le milieu des années 1990, la plupart des TEP commerciaux sont soit pourvus de septa rétractables ou amovibles, soit totalement démunis lorsqu'explicitement voués à la tomographie 3D. Le gain en sensibilité estimé en prenant en compte toutes les directions obliques transaxiales est d'un facteur 5 environ.

2.5 Un exemple d'architecture : le ECAT EXACT de CTI

La façon la plus appropriée de décrire l'architecture d'un tomographe est sans doute de prendre l'exemple d'un imager commercialisé, tel le ECAT EXACT de chez Siemens CTI.

Cet appareillage déjà ancien puisqu'il date des années 1990 se révèle tout à fait représentatif du savoir-faire dans le domaine, et même s'il paraît un peu dépassé en terme de performances à l'heure de l'écriture de ce manuscrit, il n'en reste pas moins tout à fait d'actualité sur le plan conceptuel. Pour preuve, ses descendants comme le ECAT EXACT HR+, le CPS BGO PET/CT, le CPS LSO PET/CT et le CPS ACCEL PET/CT reprennent le même synoptique global d'acquisition [29] [30] [31].

2.5.1 Fonctionnement global

Lorsque les photons γ provenant du patient rencontrent le détecteur sur leur trajet, l'électronique assigne à chaque événement une position et un temps d'arrivée précis. Cette dernière grandeur est générée par une horloge de référence qui est la même pour tout le système (cf figure 2.10).

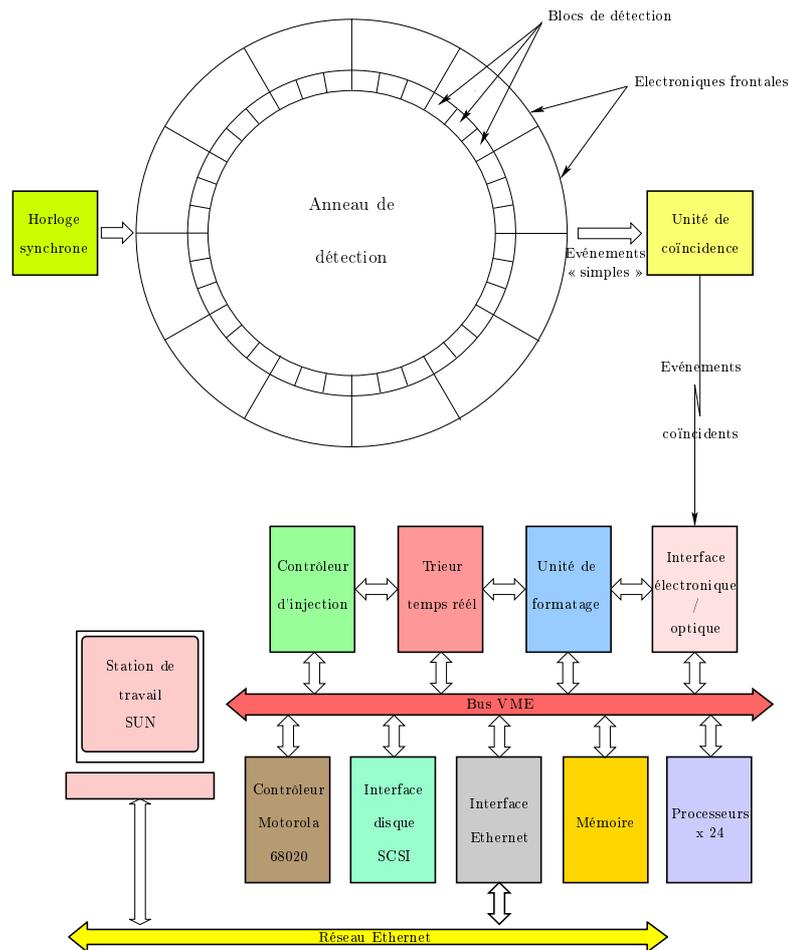


FIG. 2.10: *Système d'acquisition « générique » propre à la famille des TEP Siemens - CTI - CPS.*

Un circuit de coïncidence analyse ensuite tous les événements par paires conformément au schéma décrit et recense l'émission d'un positron chaque fois que deux rayons γ tombent dans une même fenêtre de coïncidence. Ce travail terminé, l'unité de coïncidence transmet par voie optique les données relatives à la position de chaque interaction valide au trieur temps réel.

Le formateur se charge de transformer les informations de sorte qu'elles puissent être exploitées directement pour la reconstruction, en faisant correspondre à chaque couple de détecteurs incriminés un plan, un angle et une norme. Le trieur associe à chacun des trios de paramètres une adresse en mémoire qu'il incrémente d'une unité pour chaque annihilation enregistrée.

La période d'acquisition terminée, le sinogramme ainsi constitué (contenu de l'ensemble des mémoires) est transféré vers un disque dur externe au tomographe dans l'attente de traitements futurs. A la demande du praticien, ce contenu est rechargé par les processeurs et des images peuvent être reconstruites par le processeur graphique.

2.5.2 Sélection des énergies et mise en temps

Comme ses descendants dont le ECAT EXACT HR+, le ECAT EXACT fait usage de détecteurs sous forme de blocs (sous-section 2.4.1) formés chacun de 8 x 8 éléments. Seules les dimensions varient entre les deux imageurs, elles sont de 50 x 54 x 30 mm³ pour le ECAT EXACT.

Les blocs sont couplés chacun à quatre photomultiplicateurs A, B, C et D. Le détail des coupes entre éléments des blocs de détecteurs montre que les profondeurs sont variables pour contrôler de façon minutieuse la quantité de lumière arrivant sur chaque tube photomultiplicateur et permettre ainsi à tout cristal de se distinguer de ses homologues par une projection de photons unique (figure 2.8). Le rôle de l'électronique de lecture est double puisqu'elle doit décoder la position d'interférence des photons sur la matrice et les affecter d'un temps d'arrivée propre.

Après amplification des signaux relatifs aux quatre PM d'un même bloc par des préamplificateurs de gains variables indépendants, une sommation a lieu et fournit un signal composite de référence utilisé par un discriminateur à fraction constante (constant fraction discriminator - CFD). Ce module produit à sa sortie un signal logique servant d'étiquette pour la mise en temps. Le schéma de la figure 2.11 représente le synoptique de l'électronique frontale.

La même information composite sert par ailleurs d'ordre à l'ouverture des interrupteurs des trois intégrateurs présents pour l'estimation des énergies partielles reçues. Un séquenceur, non représenté, est là pour contrôler la bonne marche de ce processus. A la fin de la période d'intégration, les deux signaux générés par les couples de photodétecteurs AB et AC sont numérisés après comparaison à la valeur de référence ABCD. Un autre convertisseur analogique-numérique (analog to digital converter - ADC) compare cette référence aux seuils d'énergies que s'est fixé le praticien. Globalement, cela permet l'estimation des intensités lumineuses reçues par les couples AB et AC comparativement à la totalité de l'énergie incidente si celle-ci entre dans la fourchette des seuils.

Interprétés autrement, il est facile de rapporter ces résultats à des ratios pour les colonnes (c) et les lignes (l) de pixels. Pour un hypothétique cristal $C_{c,l}$ touché par un rayon γ , cette méthode associe une distribution gaussienne à deux variables ayant comme moyenne $\mu_{c,l}$ et variance $\sigma_{c,l}^2$. Par suite, la profondeur des traits de scie vient contrôler la valeur de $\mu_{c,l}$ tandis que le nombre total de photons détectés en sortie du bloc agit sur $\sigma_{c,l}^2$.

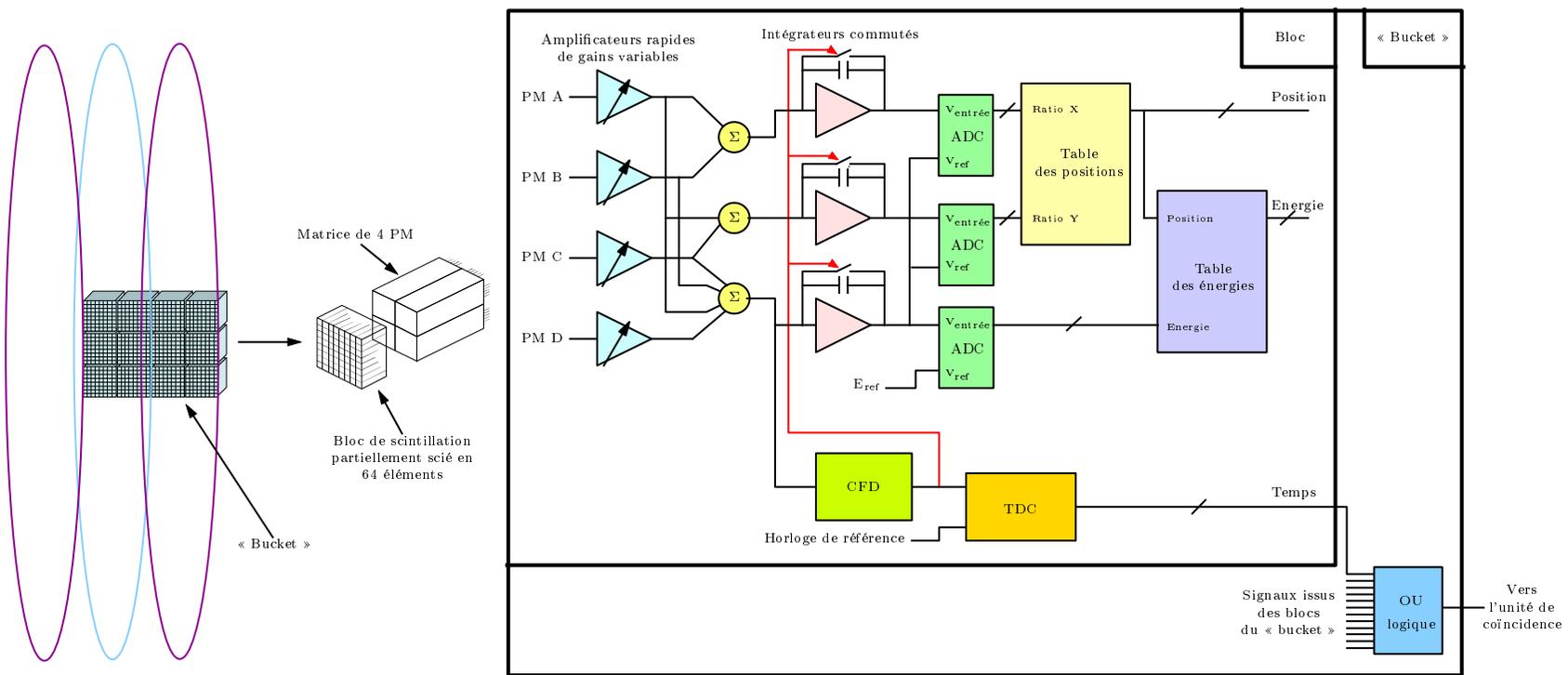


FIG. 2.11: Synoptique de l'électronique frontale pour les discriminations en temps et en énergie sur la famille de TEP Siemens - CTI - CPS.

Si l'ensemble des distributions est connu et tabulé au préalable pour chaque cristal du système, alors l'identification de l'acteur le plus probable pour une trace donnée ne pose aucun problème par superposition.

Les distributions propres à chaque cristaux sont mesurées et stockées lors de la phase initiale de calibration de l'appareil. Durant ce processus, une source émet sur toute la surface du détecteur, avec un flux régulier de photons γ d'énergie connue. L'électronique, dans ce mode de fonctionnement, collecte les données dans un histogramme à deux dimensions qui représente les valeurs des rapports c et l . Cette étape terminée, le microprocesseur passe en revue l'ensemble de la distribution, cherche les pics relatifs aux divers scintillateurs, et définit finalement des limites entre chacun d'entre-eux en prenant les points-milieu de chaque paire. Ces limites fixées, le même microprocesseur charge finalement chaque emplacement de la mémoire RAM (Random Access Memory - RAM) du système avec l'indicateur du cristal le plus apte à générer telle ou telle valeur particulière du couple de ratio (c,l) .

Lorsque le mode de fonctionnement normal est rétabli, le séquenceur utilise ces couples (c,l) en tant que pointeur au niveau de la RAM pour reconnaître le cristal excité.

Le rainurage entre cristaux, de profondeur variable et essentiel à une séparation optimale des pics, est malheureusement à l'origine d'artefacts, si bien que la lumière collectée à la sortie de chaque élément de scintillation varie avec la localisation de celui-ci au sein du bloc. L'évaluation de l'énergie des photons incidents devient peu reproductible de cristal à cristal, phénomène pour le moins gênant au vu de la discrimination en énergie à double seuil pratiquée ensuite.

Pour cette raison lors d'un examen, le système collecte pour chaque cristal un histogramme de la distribution énergétique et détermine la position du pic photoélectrique (511 keV) puis la compare à des valeurs préalablement indexées. Dans une seconde mémoire, tabulée selon la position et l'énergie de chaque cristal, le microprocesseur enregistre un bit dont la valeur traduit l'acceptation ou le rejet de chaque événement eût égard à son énergie.

Pour la mise en temps, l'ensemble des voies d'électronique est capable de mesurer précisément l'information temporelle des photons incidents et de les resynchroniser vis-à-vis des voies « diamétralement » opposées. Pour ce faire, une horloge de référence à 3.906 MHz est mise en œuvre (période de 256 ns). Des longueurs de câble identiques sont utilisées pour assurer la distribution des signaux sans générer de retards perturbateurs. La précision temporelle relative garantie par le système atteint 4 ns.

2.5.3 Sélection et stockage des données

Le détecteur du ECAT EXACT est constitué de 2 anneaux de 12 « bucket ». Un « bucket » regroupe 8 blocs (2 blocs axialement et 4 blocs transversalement) et travaille indépendamment jusqu'à ce que position et temps soient connus. Chacun s'étend donc sur la demi largeur axiale de l'imageur et ne peut transmettre qu'un seul événement à chaque cycle d'horloge même si plusieurs peuvent se présenter spontanément.

Si nécessaire, la priorité quant à la décision est laissée au médiateur qui opère de manière aléatoire et s'arrange pour ne générer aucun temps mort. Un registre à décalage est alors utilisé, il sérialise les paramètres de position et temps pointés par le médiateur sous forme d'un paquet de données, avant d'envoyer la résultante à l'unité de coïncidence pour analyse.

L'unité de coïncidence effectue la comparaison des temps d'arrivée des photons de « bucket » à « bucket » en fonction d'un schéma bien défini à la construction, découpé en régions d'intérêt (Region Of Interest - ROI). Si deux événements sont recueillis pendant la même période de $4 \text{ ns} \pm 4 \text{ ns}$, ils sont classés comme coïncidents en temps et donc issus de la même annihilation.

L'émission de photons γ étant aléatoire, il existe une probabilité non nulle pour que ce soient des événements fortuits comme explicité à la figure 1.6. Une correction est nécessaire pour ce type d'événements, elle est faite par comptage et soustraction sur cet instrument. Le principe est d'observer combien d'événements apparaissent pendant deux périodes identiques, mais suffisamment décalées en temps pour ne pas faire le compte deux fois des interactions réellement coïncidentes. Un algorithme répertorie deux événements comme « ponctuels » si la période du premier est P_i et que celle du second est P_{i-1} , P_i ou P_{i+1} . Ils sont « retardés » si un délai d se produit, c'est à dire si la première vaut P_i alors que la seconde vaut P_{i+d-1} , P_{i+d} ou P_{i+d+1} . Ce délai correspond à 32 périodes de 4 ns, soit 128 ns au total. Le nombre de vrais événements est estimé en soustrayant le nombre de « retardés » du nombre de « ponctuels ».

Comme tout « bucket » est capable de transmettre un événement à chaque période d'horloge, la totalité des événements valides pour l'ensemble des paires de « bucket » doit être examinée pendant ce temps. Chacun des « bucket » observe les sept « bucket » immédiatement opposés sur le même anneau de détection de l'instrument, pour rappel celui-ci en comporte deux. Au total 42×2 paires de « bucket » sont à prendre en compte.

Pour revenir à l'unité de coïncidence, les données relatives à chaque anneau sont gérées dans 6 tableaux, chacun manipulant 16 paires de « bucket ». En sortie ne restent que les paires coïncidentes qui sont ensuite enregistrées dans une mémoire tampon de type FIFO (first in first out - FIFO) avant d'être transmises au trieur temps réel.

Cette mémoire est en charge de synchroniser les informations en provenance de l'unité de coïncidence en ordre aléatoire, ceci réduit la vitesse de transmission vers la fibre optique mais régule substantiellement le flux. Ces nouveaux paquets de données contiennent deux nombres qui reflètent la localisation des détecteurs impliqués dans la détection d'une coïncidence. Un bit « étiquette » qualifie le type d'événement de « ponctuel », de « retardé » ou de « multiple », le dernier se référant à l'enrôlement d'un détecteur dans deux ou plusieurs paires coïncidentes.

Le formateur convertit les données brutes en angle, norme et numéro de sinogramme avant de les envoyer vers le trieur dans lequel est stockée la mémoire de base de chaque sinogramme. Pour toute adresse traitée et validée, le trieur procède à un incrément de la position correspondante en mémoire si l'événement est « ponctuel » ou à un décrétement s'il s'agit d'un événement « retardé ».

2.6 Des alternatives aux moyens de détection conventionnels

2.6.1 Le photomultiplicateur au silicium

Le photomultiplicateur au silicium (SiPM) est apparu récemment [32]. Il est constitué d'une matrice de cellules (jonctions p-n) au nombre de 1000 environ par mm^2 . Chacune fonctionne en mode Geiger limité, analogue à un comportement numérique. L'ensemble des cellules alimente une charge commune.

Le détecteur vu dans son ensemble offre une réponse analogique proportionnelle au nombre de photons détectés par sommation des impulsions émises par les différentes cellules de la matrice. Le temps de décharge des pixels est de l'ordre de la nanoseconde mais varie bien évidemment avec la charge. La multiplication est très élevée de l'ordre de 10^5 à 10^6 et ne subit pas de fluctuations.

L'efficacité de détection des photons de scintillation est typiquement de 15 à 25 %, égale au produit de l'efficacité quantique de la surface active et du rapport surface sensible sur surface totale. Elle est faible comparée à celle d'une APD (cf section 2.3.2) mais la quasi absence de bruit électronique permet d'espérer un rapport signal sur bruit du même ordre de grandeur.

Le revers de ces capteurs est l'excitation thermique des cellules qui, au vu de leur nombre conséquent, produit un comptage permanent de l'ordre de 10^5 à 10^6 coups/mm²/s. La tension d'alimentation se situe autour de 20 à 25 V et la résolution temporelle rapportée est de l'ordre de quelques 100 ps [33].

2.6.2 Des semiconducteurs comme détecteur

Bien que les scintillateurs inorganiques possèdent plusieurs propriétés qui font d'eux d'excellents milieux de détection pour les photons γ , ils sont la plupart du temps caractérisés par une résolution en énergie limitée à 10-15 % à 511 keV (FWHM) pour les meilleurs cristaux tels le LSO.

La chaîne frontale de traitement de l'information, allant de la détection à la création d'un signal électrique, comporte plusieurs étapes d'efficacité parfois réduites. De ce fait l'énergie requise pour produire un photoélectron sur la photocathode du photomultiplicateur est d'une centaine d'électron-Volt, et l'interaction d'un photon γ dans le cristal ne produit finalement que quelques milliers de photoélectrons, qui constituent le signal. Les fluctuations statistiques associées à ce signal sont très importantes, avec des conséquences sur les résolutions énergétique et temporelle.

Comparativement, les matériaux semiconducteurs sont capables de produire plus de signal par interaction, cela réduit le bruit statistique et octroie de meilleures résolutions. Des paires électron-trou sont créées par ionisation à la traversée du détecteur par un photon γ , il suffit de quelques eV (fonction de la zone de charge d'espace). Par suite, le mouvement de ces paires dans le champ électrique crée le signal.

Parmi les premiers semiconducteurs à être utilisés dans le courant des années 1970 figurent le silicium et le germanium. Le cadre précurseur est celui d'une gamma caméra utilisant du germanium haute pureté (Ge HP) [34]. L'épaisseur de matière est de 5 mm seulement pour une surface active de 30 x 30 mm². La résolution en énergie atteint 5.5 keV pour des photons γ de 140 keV, soit environ 4 %. Cette valeur supplante aisément les 10 % typiques obtenus avec un monobloc de NaI : Tl et des photomultiplicateurs sur les caméras contemporaines.

Néanmoins, le fonctionnement à basse température (résistivité - bruit électronique) de ces semiconducteurs nécessite des systèmes cryostatiques onéreux et de mise en oeuvre complexe. Ils compromettent la diffusion à grande échelle de ces matériaux qui possèdent de surcroît un faible Z_{eff} pénalisant l'efficacité d'absorption.

Dans les années 1990, de gros efforts sont fournis pour le développement de semiconducteurs palliant à ces deux problèmes, avec parmi ceux-ci l'iodure de mercure (HgI₂), le tellurure de cadmium (CdTe) et le tellurure de zinc-cadmium (CdZnTe ou « CZT »).

Ces matériaux fonctionnent à température ambiante et leurs numéros atomiques effectifs Z_{eff} plus élevés que ceux des germanium et silicium fait de ceux-ci de sérieux concurrents du NaI sur les gamma caméras. Une épaisseur de 7 mm de CZT possède le même pouvoir d'arrêt que 10 mm de scintillateur à 140 keV. La résolution énergétique obtenue est bien meilleure avec 3 % relevés dans les meilleurs cas.

En TEP cette résolution atteint les 2 % à 511 keV, et rend accessible l'information sur la localisation de la première interaction en cas d'interactions multiples. Malheureusement, le coefficient d'atténuation paraît un peu juste puisque deux fois inférieur à celui du BGO. Plusieurs couches de détecteurs doivent être superposées, ce qui augmente d'un même facteur le nombre de canaux d'acquisition. Cette dernière remarque tend cependant à être invalidée avec le temps, car de nouveaux procédés de fabrication autoriseraient désormais l'obtention de substrats d'épaisseur centimétrique.

Au titre des avantages enfin, il n'apparaît pas de limite à la granularité du détecteur. De nombreuses études sont en cours et des projets ont déjà vu le jour sur bases de CdTe [35] ou de CZT [36][37][38].

Chapitre 3

Les performances des TEP en taux de comptage

3.1 Une notion de temps mort

La restitution d'une image par l'instrument se fait par reconstruction tomographique à partir du panel des projections acquises. Chaque élément de projection, ou tout du moins la valeur qu'il prend, est fonction du nombre d'interactions relevées sur les détecteurs pendant la durée de l'examen. L'acquisition suit une distribution poissonnienne dont la variable est le nombre de coups comptabilisés par unité de temps et par élément de détection.

Le bruit à la reconstruction est intimement lié au bruit inhérent à chacun des pixels pris en compte et subit les méfaits statistiques propres de ce type de loi. Ce bruit est inversement proportionnel à la densité d'événements enregistrés sur chaque pixel. Naturellement, l'intérêt pour la mesure est d'en recueillir un maximum, d'autant que la majorité d'entre eux ne contribue, en substance, qu'à polluer systématiquement la faible proportion de signal utile.

Le rapport signal sur bruit en TEP est défavorable par nature, phénomène amplifié lorsque l'activité dans le champ de vue augmente. Avec ceci et parallèlement, il arrive que les chaînes d'acquisition saturent et qu'une partie importante de l'information, au demeurant présente, soit perdue.

3.1.1 Distribution des intervalles de temps

Sur le plan énergétique, la réponse d'un scintillateur à un flux de photons γ incident ne se présente pas sous la forme d'une seule raie type impulsion de Dirac, mais bien d'un spectre. Un photopic se détache normalement, centré sur l'énergie caractéristique d'émission (figure 2.2).

La largeur finie non-nulle du photopic est engendrée par les aléas des mécanismes de scintillation et de transmission dans le photodétecteur. Prise à mi-hauteur, il s'agit là de la résolution en énergie déjà évoquée.

D'un point de vue temporel, des processus analogues surviennent. Ils sont de ce fait essentiellement gouvernés par des phénomènes statistiques qu'une distribution de Poisson modélise très bien

$$P(r) = \frac{n^r e^{-n}}{r!}$$

où n représente le nombre d'événements moyen, ici le nombre de photon émis. La largeur de la distribution σ^2 vaut également n et, à mesure que cette figure croît, la distribution se rapproche d'une loi Normale de moyenne et déviation standard identiques.

Interprété formellement, la distribution de Poisson donne la probabilité de mesurer r événements lorsqu'une moyenne de n est attendue. Vu autrement, ce résultat reflète le nombre d'événements qui surviennent pendant un laps de temps donné, ceci présuppose évidemment de considérer un taux d'interactions moyen λ égal au nombre d'événements moyen n divisé par le temps d'observation t . Par suite l'équation s'écrit simplement :

$$P(r) = \frac{(\lambda t)^r e^{-(\lambda t)}}{r!} \quad (3.1)$$

avec $\lambda = n/t$.

Soit la probabilité particulière de n'observer aucune désintégration durant un intervalle de temps t quelconque

$$P(0) = e^{-\lambda t}$$

cette particularité lui vaut de figurer la distribution des probabilités de λ lorsqu'aucune interaction n'est constatée pendant une période t .

$$P(\lambda) = e^{-\lambda t}$$

Plus intéressant encore, elle correspond à la distribution des probabilités pour qu'un temps t s'écoule sans événement. Autrement dit, il s'agit de la distribution continue des intervalles de temps t entre événements aléatoires qui, normalisée à 1, devient :

$$P(t) = \lambda e^{-\lambda t}$$

3.1.2 Temps mort pour un détecteur

Par définition, le temps mort d'un détecteur ou plus généralement d'un élément d'une chaîne de mesure correspond à une durée finie et nécessaire entre deux événements consécutifs pour qu'ils puissent être discriminés. Cette grandeur dépend étroitement de la durée de traitement de l'information par ledit détecteur et/ou par les constituants de l'électronique qui lui sont associés.

En fonction du comportement global affiché, cet ensemble peut ou non rester sensible à l'arrivée d'autres événements durant l'intervalle de temps (période de mesure) et prendre l'appellation de « non-paralysable » ou de « paralysable » comme le montrent les représentations de la figure 3.1.

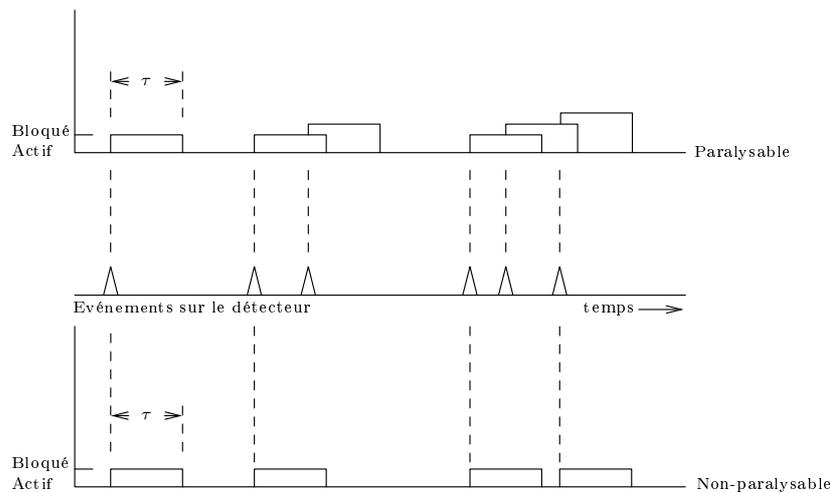


FIG. 3.1: *Comportements « non-paralysable » et « paralysable » d'un élément de détection.*

S'il perd toute sensibilité après réception d'un premier événement, les événements qui suivent sont tout simplement perdus pendant le temps de traitement. Cela qualifie un élément « non-paralysable ».

S'il reste réceptif en revanche, les événements successifs s'empilent sans être traités et occasionnent la perte de l'ensemble des informations, y compris de la première. Ces pertes affectent directement les taux de comptage et génèrent des distortions au niveau de la distribution des intervalles de temps entre événements. Il s'agit là d'un comportement de type « paralysable », comportement qui provoque le plus de perte comme en témoignent les courbes de la figure 3.2.

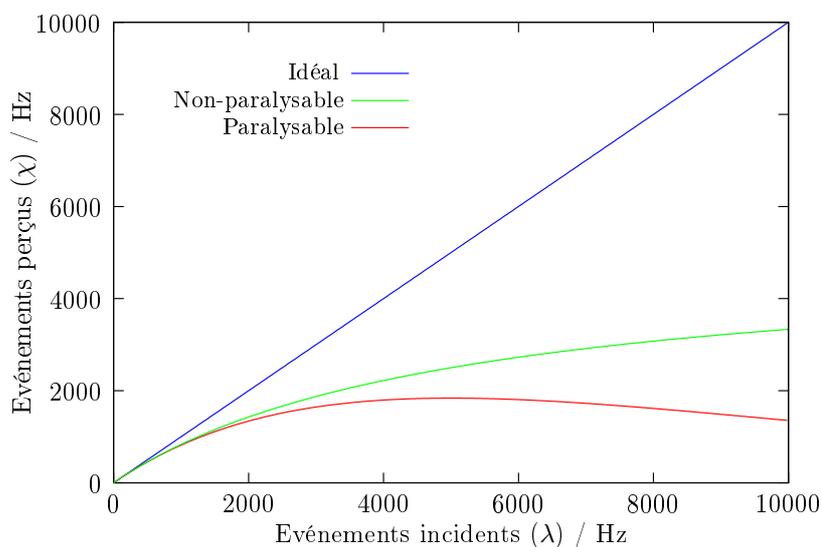


FIG. 3.2: *Représentation graphiques des taux de comptage effectifs (χ) en fonction des taux d'événements incidents (λ) pour des détecteurs idéaux, « non-paralysable » et « paralysable ».*

3.1.2.1 Élément non-paralysable

Soit un élément d'une chaîne de détection de temps mort caractéristique τ parfaitement reproductible. Non-paralysable, il reste insensible à la venue successive d'événements pendant la période caractéristique, si ce n'est le premier qu'il traite en exclusivité. L'élément de détection redevient actif ce laps de temps écoulé.

Un décalage se crée entre le taux d'événements réel et le taux effectivement enregistré, si bien que des pertes en taux de comptage apparaissent. Pour les modéliser, trois grandeurs doivent être prises en compte

- λ le taux d'interaction réel moyen
- χ le taux d'interaction moyen mesuré
- τ le temps mort caractéristique

Chaque événement mesuré engendre un temps mort τ , la fraction temporelle cumulée pendant laquelle l'élément est inopérant est donc $\chi\tau$. Durant celle-ci, le taux d'interactions passées inaperçues s'élève à $\lambda\chi\tau$, cela mène naturellement au taux d'événements réel :

$$\lambda = \chi + \lambda\chi\tau$$

qui peut s'écrire

$$\chi(1 + \lambda\tau) = \lambda$$

Le taux d'interactions observé est donc défini par

$$\chi = \frac{\lambda}{1 + \lambda\tau}$$

3.1.2.2 Élément paralysable

Le même principe régit la modélisation pour un élément paralysable. La différence réside dans son aptitude à rester sensible à l'arrivée d'événements. D'effet positif à première vue, cette propriété conditionne en fait des périodes de non-opération de longueurs statistiquement variables suivant le degré de recouvrement des temps morts élémentaires τ . En réalité, seules des interactions consécutives séparées par des temps supérieurs à τ sont prises en compte. En reprenant l'expression relative à la distribution des intervalles de temps entre événements aléatoires

$$P(t) = \lambda e^{-\lambda t}$$

il est possible de déduire la probabilité pour qu'un intervalle de temps supérieur à τ soit obtenu. Il suffit d'intégrer cette distribution entre τ et l'infini. Ce calcul fait appel à une somme continue puisque fonction de la seule variable temps non discrète.

$$P(t > \tau) = \int_{\tau}^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} dt = e^{-\lambda\tau}$$

Le taux d'interaction mesuré χ s'obtient en multipliant cette probabilité par le taux réel λ

$$\chi = \lambda e^{-\lambda\tau}$$

Remarque : les deux modèles proposés présentent des comportements idéaux auxquels la réalité n'obéit que très rarement. La pratique montre le plus souvent qu'il s'agit d'une convolution des deux.

3.2 Les taux de comptage : modélisation analytique - Application à la famille des ECAT EXACT de CTI

Des pertes en taux de comptage importantes sont inhérentes à la constitution des TEP qui affichent une sensibilité globale bien souvent en deçà du pourcent. Ces pertes ont lieu de différentes façons :

- le premier facteur à entrer en jeu est le phénomène d'absorption des photons γ dans les différents milieux que sont l'organisme, les interstices entre cristaux ou les éléments mécaniques tels la table sur laquelle repose le patient et les éléments de carrosserie. Ces pertes restent indivisibles et sont prises en compte lors de l'estimation de l'activité à injecter au patient.
- vient ensuite l'acceptance géométrique, restreinte à cause de l'étendue du champ de vue. Augmenter cette grandeur fait croître le coût de façon linéaire, tandis que la complexité du schéma de l'électronique de lecture bondit littéralement, sans suivre la même loi de progression.
- enfin, des pertes apparaissent au niveau des chaînes d'acquisition, elle incriminent les phénomènes de temps morts précités.

Si les deux premiers type de pertes de comptage apparaissent incompressibles à architecture donnée, elles se voient partiellement compensées en jouant sur la dose injectée au patient, limitée toutefois par le seuil de radiotoxicité.

Le dernier cas est le plus regrettable car les données sont belles et bien présentes à l'entrée des éléments de détection, mais elles sont tout simplement ignorées. Sans toucher à la géométrie des imageurs, ce point représente sans aucun doute un facteur d'amélioration sensible de l'efficacité de détection.

Cette partie du document a pour objectif d'établir un modèle simple d'estimation des taux de comptage pour une famille de caméra TEP très répandue. Ce travail repose sur des travaux extraits de [30][39], partiellement retravaillés pour plus de clarté. Les modèles analytiques originaux étaient dédiés à l'ECAT EXACT et à son descendant l'ECAT EXACT HR+, ils ont été généralisés ici pour étendre le champ d'application.

Une approche progressive est suivie intentionnellement, elle confère à l'étude l'avantage de relier directement les diverses contributions aux pertes à la géométrie de l'instrument, ainsi qu'à la conception de ses chaînes de lecture. De fait, la figure de mérite de chaque composante est révélée. A noter que les pertes enregistrées aux différents étages sont toutes évaluées en relation avec les valeurs des temps de calcul respectifs, et non globalement par extrapolation de mesures.

Enfin, pour des raisons évidentes de simplicité, la modélisation est basée sur une configuration type mettant en jeu un fantôme cylindrique d'activité uniforme et connue.

3.2.1 La statistique d'émission

3.2.1.1 Taux d'événements « simples »

Soit A l'activité volumique de la source et $d\Omega$ l'angle solide sous-tendu par un élément unitaire dS de la surface du détecteur. Le taux de photons « simples » entrant en collision avec cet élément est donné par :

$$d\hat{N}_s = 2A \frac{d\Omega}{4\pi} V_\Omega$$

Le facteur 2 vient du fait que deux photons γ sont émis pour chaque annihilation de positron, $d\Omega/4\pi$ désigne la surface relative à l'élément de détection ramené à la sphère d'angle solide 4π stéradian dans laquelle la source est susceptible d'émettre de manière isotrope. Le terme V_Ω correspond à la fraction volumique du fantôme vue par la portion de surface dS qui n'est pas considérée ponctuelle. Pour les événements « simples », ce volume est purement et simplement celui du fantôme :

$$V_\Omega = \pi R_{fant}^2 L_{fant}$$

avec R_{fant} et L_{fant} les rayon et longueur du fantôme.

Intégré sur la totalité de l'angle solide du tomographe de rayon R_t et de longueur axiale L_t (champ de vue axial), le taux de photons émis s'écrit :

$$\hat{N}_s = \frac{2}{4\pi} A(\pi R_{fant}^2 L_{fant}) \int_\Omega d\Omega$$

où

$$\int_\Omega d\Omega = \frac{\int_S dS}{R_t^2} = \frac{2\pi R_t L_t}{R_t^2} = \frac{2\pi L_t}{R_t}$$

et ainsi

$$\hat{N}_s = A(\pi R_{fant}^2 L_{fant}) \left(\frac{L_t}{R_t} \right)$$

3.2.1.2 Taux de vraies coïncidences

La démarche suivie est similaire à la précédente, avec comme variante le fait que sont dénombrées maintenant les paires de photons γ coïncidentes. La prise en compte d'un seul élément de surface (élément d'un bloc) ne suffit plus puisqu'il faut qu'un élément de même nature puisse lui être opposé diamétralement sur le détecteur pour valider une vraie coïncidence.

De cette limitation découle qu'un élément de surface dS donné ne peut observer qu'un volume effectif différent du volume réel du fantôme. Par des considérations purement géométriques, cela se traduit matériellement pour un fantôme cylindrique par l'observation d'un cylindre de même rayon R_{fant} mais de longueur effective $L'_{fant} = L_t/2$. Cela n'est vérifié que si L_{fant} est supérieur à L_t .

Pour un élément de détection de surface unitaire dS sous-tendant un angle solide $d\Omega$, le taux de vrais événements émis est égal à :

$$d\hat{N}_v = A \frac{d\Omega}{4\pi} V_\Omega$$

avec ici

$$V_\Omega = \pi R_{fant}^2 \frac{L_t}{2}$$

et

$$\int_\Omega d\Omega = \frac{\int_S dS}{R_t^2} = \frac{2\pi R_t L_t}{R_t^2} = \frac{2\pi L_t}{R_t}$$

ce qui donne pour \hat{N}_v :

$$\hat{N}_v = \frac{1}{4\pi} A (\pi R_{fant}^2 \frac{L_t}{2}) \int_\Omega d\Omega$$

$$\hat{N}_v = A (\pi R_{fant}^2) \left(\frac{L_t^2}{4R_t} \right)$$

3.2.1.3 Taux d'événements diffusés

Sur leur trajet, les photons d'annihilation peuvent subir des diffusions de type Compton, soit dans le volume du fantôme soit au sein même du détecteur du TEP. Quantifier ces diffusions, multiples ou non, requiert d'exprimer la probabilité de survie des photons simples et vraies coïncidences.

Cette probabilité se réfère au nombre de photons recueillis après passage à travers le fantôme et les éléments constitutifs du tomographe, rapporté au nombre qui serait obtenu en l'absence d'interaction. Plus précisément, cette grandeur se subdivise en deux contributions suivant que les gammas sont détectés sans avoir subi la moindre interaction dans le premier cas ou après au moins une interaction avec la matière dans le second.

Exprimées selon ces critères, les probabilités partielles de survie des photons « simples » s'écrivent P_S^0 et P_S^1 . Il advient pour le nombre de photons potentiellement incidents sur l'ensemble du détecteur :

$$\begin{aligned} N_s &= (P_S^0 + P_S^1)\hat{N}_s \\ &= (P_S^0 + P_S^1)A(\pi R_{fant}^2 L_{fant}) \left(\frac{L_t}{R_t} \right) \end{aligned}$$

Par analogie, le taux de vrais événements que perçoit l'anneau de détection se subdivise en plusieurs contributions. Elles sont au nombre de trois ici (P_V^0 , P_V^1 et P_V^2), suivant que les deux, un seul ou aucun des deux photons de chaque paire ont interagi :

$$\begin{aligned} N_v &= (P_V^0 + P_V^1 + P_V^2)\hat{N}_v \\ &= (P_V^0 + P_V^1 + P_V^2)A(\pi R_{fant}^2) \left(\frac{L_t^2}{4R_t} \right) \end{aligned}$$

3.2.1.4 Taux d'événements fortuits

Les événements aléatoires, ou fortuits, sont assimilés à des vrais par le système du fait de l'arrivée des deux photons en coïncidence temporelle. Le taux d'événement fortuits pour une paire de détecteurs est fonction de l'activité de la source et donc des taux effectifs de photons « simples » sur chacun des deux éléments associés à la fenêtre temporelle τ .

La plupart des caméras TEP sont hiérarchisées en « bucket » et blocs de détection (sous-sections 2.5.3 et 2.4.1). Chaque « bucket » ne peut en général communiquer qu'un seul couple d'informations temps-adresse par cycle d'horloge à l'unité de coïncidence, information provenant d'un des cristaux d'un des blocs du bucket.

Puisque c'est le cas des ECAT EXACT et ECAT EXACT HR+, la constante k au sein des relations qui suivent est fixée à 1. La possibilité de prise en compte d'événements aléatoires doit pouvoir être envisagée simultanément sur plusieurs blocs d'un même « bucket » ou sur plusieurs cristaux d'un même bloc, auxquels cas la constante k prendrait la valeur supérieure correspondante.

La recherche d'un rendu générique pour le modèle nécessite de pouvoir s'affranchir de toute hiérarchisation de la caméra. Pour cela le terme « élément » est préféré aux « bucket », « bloc » ou « cristal ». Il est renseigné par l'indice « e ».

Le nombre de paires d'éléments pouvant être associées en coïncidence peut s'écrire :

$$n_{paire} = \frac{n_e(n_e - n_{exclus})}{2}$$

avec n_{exclus} le nombre d'éléments en dehors de la région d'intérêt et n_e le nombre total d'éléments du détecteur (« buckets », blocs ou cristaux).

L'estimation du taux d'événements fortuits « vus » par le système est défini selon :

$$\begin{aligned}
 N_f &= \left[\tau \left(\frac{N_s}{n_e} \right)^2 n_{paire} \right] \cdot k \\
 &= \left[\frac{\tau n_{paire}}{n_e^2} (P_S^0 + P_S^1)^2 A^2 (\pi R_{fant}^2 L_{fant})^2 \left(\frac{L_t}{R_t} \right)^2 \right] \cdot k
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

3.2.1.5 Taux d'événements multiples

Les coïncidences multiples mettent en jeu des photons impliqués dans plusieurs coïncidences. Ne prenant en compte que les événements triples car de loin majoritaires, deux combinaisons de photons sont possibles. La première se produit lorsqu'un photon solitaire est coïncident avec les deux photons issus d'une seule et même annihilation (N_{v+s}), tandis que la seconde interprète en coïncidence la venue de trois photons absolument décorrélés (N_{f+s}).

$$N_{v+s} = \tau \frac{N_v}{n_{paire}} \cdot \frac{N_s}{n_e} n_{triple} \tag{3.3}$$

$$N_{f+s} = \tau \frac{N_f}{n_{paire}} \cdot \frac{N_s}{n_e} n_{triple} \tag{3.4}$$

où n_{triple} correspond au nombre total de coïncidences triples acceptées par l'unité qui les gère, ce facteur dépend de la conception.

3.2.2 Distribution des temps morts

3.2.2.1 Pertes au niveau du détecteur

Le premier type de pertes, ϵ_d , est en fait une sommation de deux contributions purement physiques conséquentes à la collision des photons avec le détecteur. La constante ϵ_c constitue l'efficacité de détection des cristaux et ϵ_r le facteur de remplissage. Ce cumul de pertes élémentaires affecte absolument tous les photons entrants.

$$\epsilon_d = \epsilon_c \epsilon_r$$

Cela permet d'établir pour les différents types d'événements :

$$N_s(\epsilon_d) = \epsilon_d N_s$$

$$N_v(\epsilon_d) = \epsilon_d^2 N_v$$

$$N_f(\epsilon_d) = \epsilon_d^2 N_f$$

Parallèlement, les éléments de détections sont victimes de leur « rémanence » qui limite leur capacité de comptage. La caractériser revient à définir la cadence d'arrivée maximale des photons qu'ils sont capables de soutenir sans pertes, grandeur à rapprocher des notions de temps morts paralysable ou non (paragraphes 3.1.2.2 et 3.1.2.1).

Cette façon de procéder permet la correction conjointe des taux de photons « simples », des vrais événements, des fortuits et même des multiples en un seul temps par simple factorisation de ϵ_d par le nouveau terme correctif ϵ'_d défini ci-dessous :

$$\epsilon'_d = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{bloc} N_s(\epsilon_d)}{n_{bloc}}} \cdot e^{-\left(\frac{\tau_{bloc} N_s(\epsilon_d)}{n_{bloc}}\right)}$$

avec n_{bloc} le nombre de blocs qui compose le tomographe et τ_{bloc} le temps mort caractéristique (temps d'intégration du signal pour un bloc).

Raisonnement : Des photons solitaires sont susceptibles d'être ignorés lorsqu'ils arrivent pendant la période où le système bloc-intégrateur agit tel un élément non-paralysable. Pour des taux élevés de surcroît, deux ou plusieurs de ces mêmes événements peuvent s'empiler dans le bloc en un laps de temps bien inférieur à τ_{bloc} , résultant dans la perte pure et simple de l'ensemble des informations après discrimination en énergie. Des retards sont provoqués à l'enregistrement par assimilation à un comportement paralysable, ce qui explique la présence du deuxième facteur dans l'expression de ϵ'_d .

Autrement dit, le premier terme caractérise la probabilité pour qu'un événement ne soit pas ignoré pendant la période d'intégration alors que le second fait référence à la probabilité pour qu'il n'y ait pas d'empilement. Le taux de photons « simples » devient :

$$N_s(\epsilon'_d) = \epsilon'_d N_s(\epsilon_d)$$

3.2.2.2 Pertes au niveau des « buckets »

Chaque « bucket » comporte plusieurs blocs avec chacun une ligne de communication unique pour présenter un événement à la logique de traitement. Un circuit de décision organise les données pour minimiser les pertes en temps mais choisit de faire sortir seulement celle relative à un seul bloc parmi les blocs porteurs d'informations, pendant la durée de traitement τ_{bucket} . La constante k' rend compte du nombre de voies gérées en parallèle par cette logique. Elle vaut 1 sur le HR+.

Inévitablement des pertes en taux de comptage émergent en ce point lorsque plusieurs blocs présentent simultanément des événements. Le comportement du « bucket » est alors analogue à celui d'un élément non-paralysable. Un nouveau terme correctif est nécessaire, soit ϵ''_d :

$$\epsilon''_d = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{bucket} N_s(\epsilon'_d) n_{blocbuck}}{k' n_{bloc}}}$$

avec $n_{blocbuck}$ le nombre de blocs par « bucket ».

Les taux de photons « simples », de vrais événements et de fortuits s'expriment finalement :

$$\begin{aligned} N_s(\epsilon_d'') &= \epsilon_d'' N_s(\epsilon_d') \\ N_v(\epsilon_d'') &= (\epsilon_d' \epsilon_d'')^2 N_v(\epsilon_d) \\ N_f(\epsilon_d'') &= (\epsilon_d' \epsilon_d'')^2 N_f(\epsilon_d) \end{aligned}$$

3.2.2.3 Pertes au niveau de l'unité de coïncidence

Lorsque de vrais événements, des fortuits ou des diffusés entrent en « collision » au niveau de l'unité de coïncidence, des pertes supplémentaires peuvent avoir lieu. Le plus fréquemment l'unité en question se retrouve dans l'incapacité de gérer les interactions simultanément, la constante k'' est introduite pour tenir compte de ce chiffre et de ses éventuelles évolutions.

L'influence de ce goulot d'étranglement est chiffrable en réduisant les différents taux d'interactions au moyen d'un nouveau coefficient, le comportement est de type non-paralysable :

$$n_i(\epsilon_d'') = \frac{N_i(\epsilon_d'')}{1 + \frac{\tau_{coinc} N_{tot}(\epsilon_d'')}{k'' n_{unitcoinc}}} \quad (3.5)$$

L'indice générique i symbolise tour à tour les différents types d'événements possibles, $n_{unitcoinc}$ révèle le nombre d'unités de coïncidence dont est pourvue la caméra (parallélisation éventuelle pour réduire les pertes) et τ_{coinc} donne le temps mort caractéristique relatif à la prise de décision par l'unité de coïncidence. Le taux d'événements total $N_{tot}(\epsilon_d'')$ présenté par les « bucket » à l'unité de coïncidence vaut ainsi :

$$N_{tot}(\epsilon_d'') = N_v(\epsilon_d'') + k''' N_f(\epsilon_d'')$$

La valeur que prend la constante k''' devant le taux d'interactions fortuites est fonction de la manière dont est déterminé ce taux dans la vraie vie. Lorsque l'instrument utilise le calcul pour l'obtenir alors k''' vaut 1, elle est de 2 si l'appareil use d'une double comptabilisation des événements incidents dans deux fenêtres temporellement décalées. C'est le cas pour le HR+.

Remarque : les interactions multiples sont enregistrées indifféremment parmi les vraies ou les fortuites et ne doivent pas encore être soustraites à ce niveau.

3.2.2.4 Pertes à l'enregistrement des données

Les événements rescapés sont confiés par l'unité de coïncidence à un logiciel d'acquisition pour stockage. Globalement, les données affluent via des torons de fibres optiques et de liaisons électriques, l'ensemble de bande passante n . Si le flux total d'information est trop grand, l'interface est amenée à saturer.

Dans ce cas, les divers taux de comptage effectifs doivent être pondérés comme suit :

$$n'_i(\epsilon_d'') = n_i(\epsilon_d'') \frac{N_{BP}}{\sum_i n_i(\epsilon_d'')} \quad \text{si} \quad \sum_i n_i(\epsilon_d'') = n_v(\epsilon_d'') + k''' n_f(\epsilon_d'') \geq N_{BP}$$

avec N_{BP} la bande passante d'acquisition.

3.3 Le rapport signal sur bruit en TEP

Les différents taux de comptage sont évalués en fonction de l'activité en présence à l'aide de fantômes normalisés. Les courbes de la figure 3.3 reflètent les capacités de comptage brutes typiques d'une acquisition TEP en trois dimensions (3D).

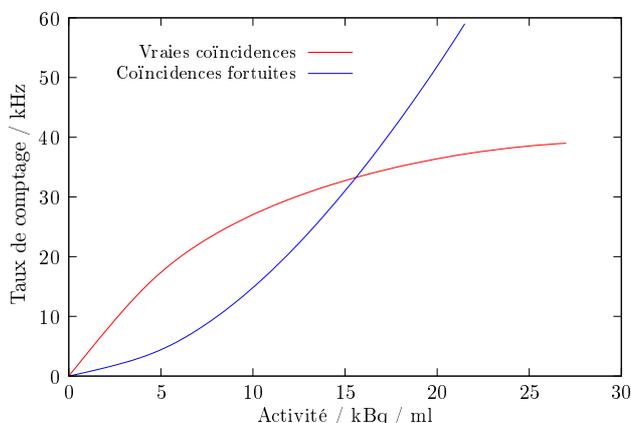


FIG. 3.3: Allure des taux de comptage en TEP 3D.

Il est intéressant de remarquer que vouloir compenser un faible taux de comptage par une activité plus forte est inutile au delà d'un certain seuil car le taux de coïncidences fortuites devient supérieur à celui des coïncidences vraies et diffusées. Le rôle de la fenêtre de coïncidence définie par l'équation 3.2 prend toute sa mesure.

La sensibilité absolue correspond à l'efficacité de détection des paires de photons d'annihilation issues d'une source ponctuelle placée au centre du champ de vue. Elle dépend de la couverture angulaire du détecteur et de l'efficacité intrinsèque des modules. Afin de relier le rapport signal sur bruit de l'image reconstruite aux différents taux de coïncidences, le concept de taux de coïncidences effectif a été introduit [40]. Cette figure de mérite, dénommée « Noise Equivalent Count Rate » (NECR) est définie par

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + k''' R} \quad (3.6)$$

où T (Trues), S (Scattered) et R (Randoms) sont les taux de coïncidences vraies, diffusées et fortuites respectivement ; la constante k''' déjà rencontrée, vaut 1 ou 2 suivant le mode correction employé pour les fortuits.

La représentation de la figure 3.4 donne l'illustration typique d'une courbe NECR mesurée en 3D. Elle atteint un sommet pour une valeur d'activité injectée donnée qu'il est de bon sens de respecter pour exploiter pleinement les capacités de la machine.

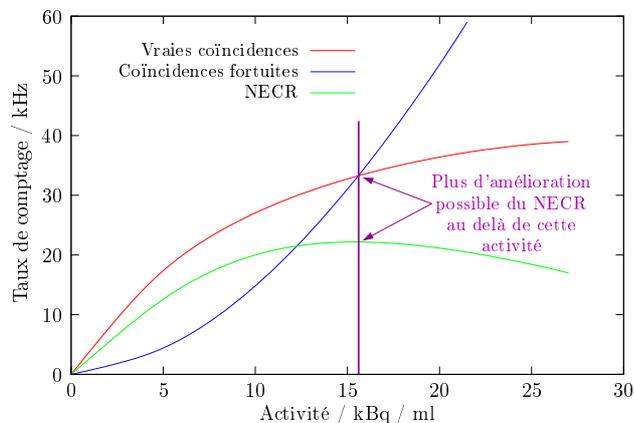


FIG. 3.4: Courbe de NECR en fonction de l'activité.

Le NECR représente le taux de comptage d'un système pour lequel les coïncidences fortuites et diffusées seraient complètement éliminées à l'acquisition [28]. Tout se passe comme si le bruit inhérent au signal ne provenait que des vrais événements. Il s'agit donc, en quelque sorte, de l'expression du rapport signal sur bruit des données enregistrées.

Chapitre 4

ECAT EXACT HR+ : marge de gain sur les taux de comptage relative à une unique suppression des temps morts

4.1 Considérations sur les paramètres de l'imageur

La littérature disponible sur les temps morts et taux de comptage associés fait essentiellement référence à l'ECAT EXACT HR+ [30]. Cet imageur n'est certainement pas le dernier cri en 2004-2005 lorsque le projet débute, mais les détails architecturaux de la famille de TEP Siemens/CTI ont été publiés [39], ce qui est rare pour un instrument commercial. Cette recherche porte plus précisément sur L'ECAT EXACT et, bien que deux générations le sépare de son descendant HR+, ils se montrent bien similaires sur de nombreux points comme cela a déjà été mentionné au précédent chapitre. La décision prise ici de coller à l'architecture du HR+ n'est que la conséquence directe de tout ceci.

L'étude menée par Moisan [30] fait état d'une modélisation de la chaîne de lecture du HR+ lui-même et en identifie les temps morts répartis. Un coefficient ϵ_r apparaît, censé tenir compte à la fois des seuils en énergie et du facteur de remplissage du détecteur. En réalité, il sert à l'ajustement des données, obtenues par simulations, aux courbes expérimentales. Dans la présente étude, ce coefficient a été calculé d'après des considérations purement géométriques, en ne tenant compte que du facteur de remplissage et non des seuils en énergie.

Le détecteur du HR+ est à l'origine composé de blocs de BGO, il sera remplacé par du LSO de mêmes dimensions, pour plus d'actualité. Le temps d'intégration est modifié en conséquence et passe ainsi de 700 ns à 90 ns. Cela réduit le temps mort caractéristique à ce niveau de façon drastique.

L'unité de coïncidence peut être regardée comme une matrice pour laquelle lignes et colonnes correspondent aux adresses des « buckets », une coïncidence est définie comme un couple de ces adresses. De là il découle que le nombre de coïncidences triples n_{triple} possibles se calcule en additionnant l'ensemble des éléments de la matrice qui partagent une ligne ou une colonne commune avec une paire de « buckets » donnée.

L'ECAT EXACT HR+ bénéficie d'une architecture évoluée à ce niveau qui fait un usage optimal de la bande passante disponible. Pour ce faire, lorsque plusieurs coïncidences surviennent en même temps, le ou les événements en surnombre sont sauvegardés pendant une période d'horloge et traités ensuite. L'ensemble des paires de photons potentiellement coïncidents est enregistré en permanence ce qui permet de s'affranchir du besoin systématique de contrôle de présence d'événements multiples. De fait, n_{triple} prend une valeur nulle dans les équations 3.3 et 3.4 alors que les grandeurs $n_{unitcoinc}$ et τ_{coinc} dans la relation 3.5 sont mises à 1 et 0 respectivement. L'unité de coïncidence fonctionne virtuellement sans temps mort.

4.2 Physique d'émission par simulations Monte Carlo et intégration du modèle de temps mort

Des simulations de type Monte Carlo sont lancées dans un premier temps avec pour seul objectif de retrouver les grandeurs P_s^0 , P_s^1 , P_v^0 , P_v^1 et P_v^2 listées dans le travail de [30], car peu explicites.

Ce flou aidant, il ne fallut pas grand chose pour dériver vers une application plus élaborée et complète, gérant toute la physique d'émission. Le modèle analytique présenté jusqu'ici n'a pas été utilisé, il a laissé place à un petit simulateur Monte Carlo écrit de zéro en Visual Basic puis sous MATLAB. Il incorpore, dans la foulée, le calcul des temps morts répartis étage par étage.

L'interface créée est très souple pour l'utilisateur. Le volume d'un fantôme cylindrique de dimensions variables peut-être défini, il est rempli d'eau par défaut. Les points d'émission des positrons et la direction des photons γ sont tirés aléatoirement. Le choix du type d'interactions subies par les photons sur leurs trajets (interaction Compton, effet photoélectrique ou absorption) se fait aussi de manière aléatoire mais pondérée par les sections efficaces totales relatives. Il en est de même pour les distances de parcours, cette fois-ci en fonction des libres parcours moyens estimés.

Au sortir du fantôme, les photons conservent leurs directions sans aucune interaction avec l'air. Un test d'intersection avec la surface latérale du détecteur est effectué, l'interaction avec chaque partie du détecteur est jugée équiprobable.

Faute de capacité de calcul temps réel, la mise en temps n'existe pas et la notion de fenêtre de coïncidence n'a plus guère de sens. La discrimination opère donc par calcul (à rapprocher de la relation 3.2). Ne sont pris en compte ici que les photons solitaires qui atteignent le détecteur et dont l'énergie est comprise entre deux seuils que l'utilisateur peut ajuster à sa guise. Par défaut sur le HR+, les seuils en énergie s'élèvent typiquement à 350 et 650 keV respectivement [31]. Ce morceau du programme de simulation a pour partie été inspiré du code SimPET élaboré par Philippe Mangeot du CEA-Saclay.

Il n'était pas difficile à ce stade d'ajouter au code d'émission le modèle de temps mort décrit en sous-section 3.2.2 et d'obtenir un ensemble homogène d'estimations des pertes en taux de comptage sur un TEP, avec détails ou non. A chaque étape de la chaîne d'acquisition, les pertes sont donc chiffrées par rapport à un même TEP au fonctionnement parfait. Cela reflète la marge de progression possible en intervenant sur tel ou tel point particulier.

4.3 Interface du code de simulation et résultats

4.3.1 Fonctionnalité du programme

Ci-dessous à la figure 4.1 l'interface du programme développé. En haut une représentation graphique des coupes selon les axes z , y et x respectivement, image de la physique d'émission et des interactions dans le fantôme et au sortir de celui-ci. En dessous sur la gauche viennent les variables d'entrées que sont l'activité, les dimensions du fantôme et les dimensions de la partie détecteur du TEP. Les données relatives aux photons considérés individuellement et par paires sont calculées, classées par énergie, par genre etc.. Sur la droite l'utilisateur peut choisir le type de cristal qu'il souhaite (BGO, GSO, LSO) ainsi que les valeurs des différents temps morts caractéristiques propres à chacun des étages de l'électronique. Par défaut tous les paramètres se voient affectés des valeurs d'usine du HR+, sauf pour le cristal et le temps d'intégration associé.

Lorsque la simulation Monte Carlo prend fin, les détails des pertes propres à chaque goulot d'étranglement ou « bottle neck » s'affichent en bas à droite.

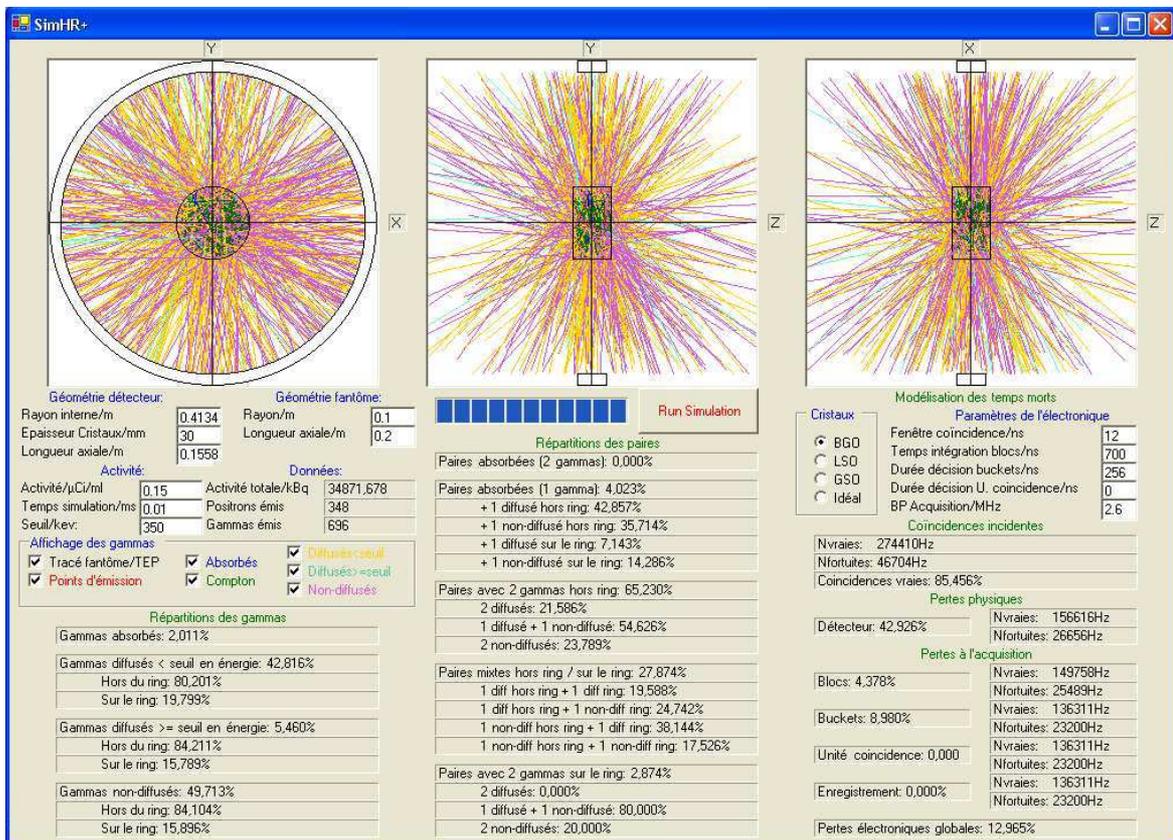


FIG. 4.1: Interface utilisateur du programme développé (simulation non contractuelle).

4.3.2 Résultats des simulations

Pour simuler le cas d'un examen corps entier, un fantôme cylindrique de longueur 1.75 m et de diamètre 35 cm est utilisé. La dose injectée, typique d'un cas clinique, est de 0.15 $\mu\text{Ci/ml}$.

Le taux de photons brut en incidence sur la surface latérale du détecteur s'élève à 135 millions par seconde. La proportion par rapport au total sortant du fantôme toutes énergies confondues est d'environ 7 %, c'est le reflet de l'angle solide d'acquisition sous lequel est vu le fantôme. Ramené à un bloc de détection, ce chiffre chute à quelques 469 kHz, soit environ 6 kHz par cristal. Le HR+ en comporte 18432 avec un facteur de remplissage de 0.81.

Les propriétés physiques du détecteur (efficacité de détection, zones mortes, etc.) incombent à hauteur de 43 % dans les pertes totales, ce qui est une contribution importante. Cette valeur se révèle quasiment incompressible à moins de bénéficier d'un meilleur facteur de remplissage et de cristaux au pouvoir d'absorption plus élevé.

Sur le HR+, les performances médiocres d'un point de vue résolution en temps du BGO rendent difficile le réglage de la fenêtre de coïncidence en deçà des 12 ns définies à la construction. Avec du LSO plus performant, 6 ns peuvent raisonnablement être envisagées pour les simulations.

Dans ces conditions, les résultats de simulation montrent que l'électronique de lecture provoque quelques 16 % de pertes au total, soit un gain potentiel de 20 % environ en refondant totalement la chaîne d'acquisition. Ce chiffre se situe bien en retrait par rapport aux premières attentes. Une augmentation du NECR (équation 3.6) d'un même facteur apparaît donc envisageable en conséquence, à activité constante. Globalement donc, le HR+ semble atteindre sa limite de saturation sans toutefois parvenir à des niveaux critiques.

Chapitre 5

De l'amélioration du rapport signal sur bruit et du temps de vol

5.1 Optimisation du rapport signal sur bruit à l'enregistrement

Le rapport signal sur bruit en TEP ne prend une réelle signification qu'à travers le NECR défini à la section 3.3 et dont la relation est reportée ci-dessous.

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + k''R}$$

Cette figure de mérite tient compte du signal effectif mais aussi du bruit sous la forme des coïncidences diffusées et fortuites. Si les diffusées font partie intégrante et inhérente de la vie des TEP lors d'une acquisition, leur contribution ne peut, en toute logique, être diminuée de façon drastique. La collecte des événements est tout à fait passive face à l'existence ou non de diffusions. La donne est totalement différente pour les fortuites qui, virtuellement, n'existent pas et ne sont que la conséquence d'un système d'acquisition trop lâche.

Cette section s'inscrit donc en toute logique dans la droite continuité du travail présenté auparavant au chapitre 4 traitant de la suppression des temps morts.

Le thème présent vise à l'estimation de l'accroissement possible du NECR, relatif à une meilleure réjection des coïncidences fortuites. La contrainte se situe au niveau de la résolution temporelle des voies d'acquisition, à améliorer. A ce titre, il est intéressant de noter qu'une partie des coïncidences diffusées serait probablement rejetée au passage, en cas d'asymétrie notable des trajets des deux photons.

5.1.1 Minimum mathématique du fenêtrage temporel

Le seuil bas de réglage de la fenêtre de coïncidence se heurte à des impondérables d'ordres géométrique et physique relatifs à l'architecture, la relation 5.1 en définit la limite inférieure.

$$\tau = \frac{D_{max}}{c} + \sqrt{2} \times \sqrt{\sum (\text{contributions temporelles})^2} \quad (5.1)$$

avec τ la fenêtre temporelle de coïncidence, D_{max} la différence maximale de parcours des photons illustrée à la figure 5.1, c la vitesse de la lumière et le facteur $\sqrt{2}$ pour tenir compte des 2 voies d'acquisition mises en coïncidence. A titre d'exemple, les contributions temporelles relevées pour le CPS ACCEL (descendant du HR+) sont listées au tableau 5.1 [41][42].

Remarque : les contributions temporelles des différents éléments constituant de l'ECAT EXACT HR+ n'ont pas été trouvées pour les calculs. Il paraît de bon sens toutefois de considérer les contributions relevées sur le CPS ACCEL comme des minorantes des valeurs effectives du HR+. Il paraît peu probable en effet que, pour une telle lignée d'instruments de mesure, les performances régressent dans le temps.

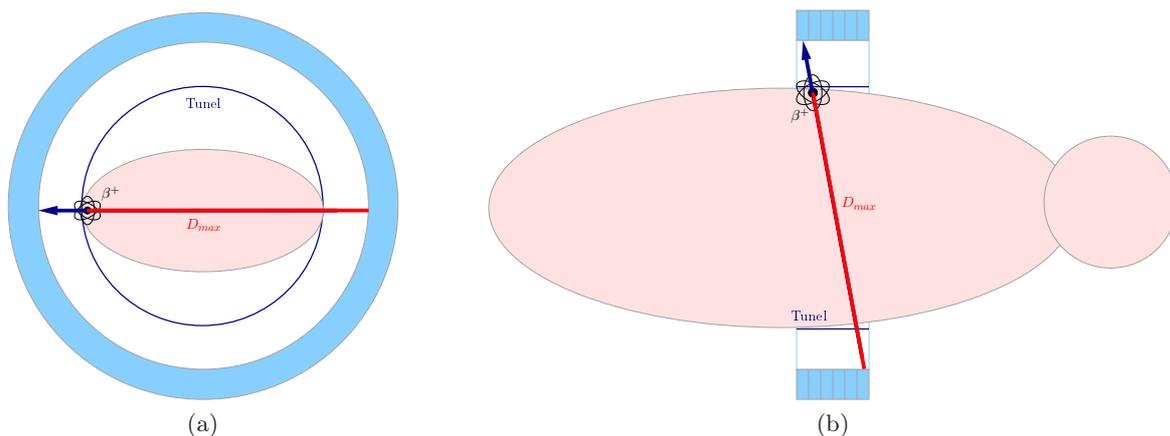


FIG. 5.1: *Distance maximale de parcours pour un photon.*

Composant	Contribution (FWHM)
LSO ($3 \times 3 \times 30 \text{ mm}^2$)	336 ps
Structuration en bloc	454 ps
PM	422 ps
Regroupement de PM	274 ps
CFD	1354 ps
TDC	2000 ps

TAB. 5.1: *Contributions temporelles des composants de la chaîne d'acquisition de l'imageur CPS ACCEL* [41][42].

Une application numérique avec ces valeurs conduit au résultat suivant pour la limite inférieure du fenêtrage temporel :

$$\tau = 2 \text{ ns} + \sqrt{2} \times 2.5 \text{ ns} \simeq 5.5 \text{ ns} \quad (5.2)$$

En pratique pour l'ACCEL, la fenêtre de coïncidence minimale vaut 6 ns, valeur proche de l'estimation faite ici. La contribution purement géométrique est de l'ordre de 2 ns pour un détecteur de 80 cm de diamètre, elle est incompressible.

Le restant des contributions, de 2.5 ns, correspond à la résolution temporelle intrinsèque individuelle des voies d'acquisition, soit près de 3.5 ns en coïncidence. Cela constitue la marge de progression disponible en imaginant que la réalisation de chaînes de lecture temporellement parfaites soit envisageable.

Clairement, le système d'acquisition tirerait le meilleur parti d'une résolution temporelle bien plus élevée. La limitation provient belle et bien des voies d'acquisition, depuis le scintillateur jusqu'à l'enregistrement des données.

5.1.2 Surcroît de gain attendu d'une réduction de la fenêtre de coïncidence sur l'ECAT EXACT HR+

Les résultats de simulations mentionnés jusqu'à présent faisaient tous référence au HR+ modifié pour les circonstances avec du LSO à la place du BGO originel. La fenêtre de sélection temporelle était de 6 ns. Aujourd'hui, les meilleures caméras offrent la possibilité de flirter avec les 3-4 ns, cela donne une idée de l'évolution consentie ces dernières années.

N'étant capable de contributions nulles à la résolution temporelle pour des raisons évidentes, chacune des voies de lecture semble légitimement pouvoir prétendre cependant à quelques 350 ps de contribution en temps. Ceci compte-tenu d'un investissement dans des composants de haute performance et d'un savoir faire important pour la réalisation de l'électronique.

Abaisser la résolution globale aux alentours des 350 ps requiert d'éliminer la majeure partie des contributions précitées au tableau 5.1. Les meilleurs scintillateurs ne laissent guère espérer de valeurs en deçà de 150-300 ps, cela ne laisse que peu de marge pour les autres contributions. Il faut donc jouer avec les pondérables non-essentiels de chaque chaîne, que représentent le regroupement des scintillateurs en bloc et la lecture associée des PM. La pixélisation du détecteur devient inévitable, avec une électronique dédiée pour chaque cristal.

Si tant est que des TDC et CFD soient encore utilisés, ils se montrent capables aujourd'hui d'atteindre des résolutions temporelles presque nulles. Ils ne dégradent ainsi aucunement la résolution globale. Toutefois, rien n'oblige à opter pour cette solution qui se révèle difficilement intégrable dans l'optique de la pixélisation. Des alternatives existent, alternatives aux contributions temporelles de toute façon négligeables devant celle du cristal.

Avec des PM optimisés pour la mesure de temps, des valeurs de l'ordre de 120 à 160 ps sont possibles, mais leur taille ne permet pas de pixélisation avec une granularité de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Les APD semblent être à ce jour les candidates les plus sérieuses pour contrecarrer cela, car elles se prêtent d'emblée au couplage direct avec des cristaux de dimensions réduites. Leur résolution temporelle est très bonne, de 30 à 70 ps en moyenne.

L'explosion du nombre de voies tend à s'opposer aux contraintes d'espace et de coût, que seule une électronique intégrée peut remédier. Puisqu'intégrée, elle comprendrait dans la mesure du possible l'ensemble du traitement depuis la prise en charge du signal jusqu'à l'envoi des données sélectionnées. A l'imaginer, le traitement se ferait en ligne, sans temps mort, et sans contribution à la résolution temporelle.

Compte tenu de toutes ces remarques, l'équation 5.1 de la fenêtre de coïncidence devient :

$$\begin{aligned}\tau &= \tau_{vol} + \sqrt{2} \times \sqrt{(\tau_{cristal})^2 + (\tau_{APD})^2 + (\tau_{CFD})^2 + (\tau_{TDC})^2} \\ &\simeq \tau_{vol} + \sqrt{2} \times \sqrt{(\tau_{cristal})^2} \\ &\simeq 2 \text{ ns} + 0.5 \text{ ns} \\ &\simeq 2.5 \text{ ns}\end{aligned}$$

soit une diminution possible de la largeur de la fenêtre de coïncidence d'un petit facteur 2 par rapport à la valeur précédente.

Au moyen du programme présenté en partie 4.3.2, de nouvelles simulations sont lancées avec ce nouveau paramètre. Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.2. Conformément aux attentes, le NECR suit bien la tendance espérée et traduit une diminution du bruit statistique avec la réduction de la fenêtre de coïncidence. Le gain relatif constaté d'une optimisation du fenêtrage temporel s'élève, à activité constante, à 1.5 environ par rapport aux précédentes conditions de simulation.

Paramètre	Simulation 1	Simulation 2
Activité	5.5 kBq/ml	5.5 kBq/ml
$L_{patient}$	1.75 m	1.75 m
$D_{patient}$	0.4 m	0.4 m
τ_{bloc}	90 ns	90 ns
τ_{bucket}	64 ns	64 ns
τ	6 ns	2.5 ns
NECR	24 kHz	37 kHz
$G_{sans \text{ temps mort}}$	1.2	1.2

TAB. 5.2: Résultats des simulations Monte Carlo pour deux valeurs τ de la fenêtre de coïncidence.

5.2 Implémentation opportuniste d'un algorithme de temps de vol

Le principe de l'acquisition temps de vol (time of flight - TOF) repose sur la mesure de l'écart des temps d'arrivée des deux photons γ sur deux détecteurs placés en coïncidence. Avec ce temps, la vitesse de la lumière et le choix hypothétique d'une résolution temporelle en coïncidence (FWHM), il est possible de remonter au lieu d'annihilation le long de la ligne de réponse avec une précision sur la profondeur, comme le suggère le schéma de la figure 5.2. Cette information peut tout à fait être exploitée par l'algorithme TOF de reconstruction et contribuer à la diminution de la variance du bruit statistique final de l'image. Ce point offre une nouvelle source d'optimisation de la sensibilité de la caméra.

Dans les années 1980, des prototypes de TEP intégrant un algorithme de temps de vol sont construits et certains même testés en milieu clinique. Pour la plupart à l'époque, ils emploient le fluorure de barium (BaF_2) comme scintillateur, essentiellement pour sa rapidité.

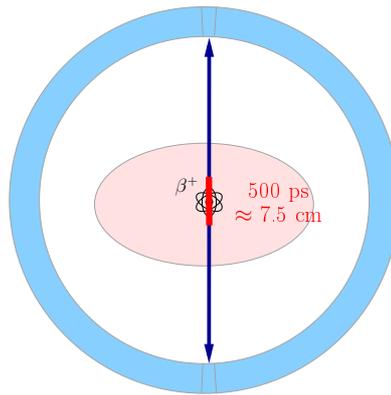


FIG. 5.2: *Intérêt de l'information TOF : délimitation de la profondeur d'interaction.*

Ce cristal se singularise par deux émissions lumineuses dont une possède une constante de décroissance extrêmement brève de 800 ps [43][44].

Les propriétés temporelles du BaF₂ sont malheureusement contrebalancées par une densité et un rendement lumineux faibles pour la composante lumineuse la plus rapide. Cela limite la fabrication de petits détecteurs élémentaires. La commercialisation de TEP à temps de vol n'a jamais vu le jour du fait d'une résolution en énergie trop pauvre, et ce malgré les performances en temps record des prototypes.

Sur les caméras, l'utilisation de ce scintillateur a été abandonnée conjointement à l'exploitation de l'information TOF. Il n'a donc plus été question d'intégrer l'algorithme durant les vingt dernières années avant que Philips, en juin 2006, le réintroduise sur un de ses TEP commerciaux, le Gemini TruFlight. Celui-ci annonce 650 ps de résolution temporelle en coïncidence avec du LYSO comme scintillateur [45].

5.3 Prérequis pour l'exploitation d'un algorithme TOF sur les TEP et intérêt

Un rappel de la relation de calcul générique de la largeur de la fenêtre de coïncidence (cf équation 5.1) semble utile à ce niveau. Est reportée ensuite l'application numérique (cf relation 5.2), valable pour le HR+.

$$\tau = \frac{D_{max}}{c} + \sqrt{2} \times \sqrt{\sum (contributions\ temporelles)^2} = 2\ ns + \sqrt{2} \times 2.5\ ns \simeq 5.5\ ns$$

La résolution temporelle intrinsèque de chacune des voies de lecture (2.5 ns) se révèle du même ordre de grandeur que le temps nécessaire à un photon pour traverser le détecteur. Toute tentative de relocalisation précise du lieu d'annihilation par calcul du temps de vol dans ces conditions serait dénuée de sens et infructueuse.

La précision sur la localisation du point d'interaction le long de la LOR est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta x = \frac{c}{2} \Delta t$$

Δt représente la résolution temporelle en coïncidence et Δx l'erreur commise sur la position. Avec un Δt de 500 ps un segment de droite de 7.5 cm peut être défini (cf figure 5.2), la notion de profondeur d'interaction le long de la LOR intervient, assimilable à une information 3D.

Même si une telle valeur ne permet aucune amélioration de la résolution spatiale, elle promet en outre de réduire la variance du bruit résultant de l'acquisition dès l'instant où la taille de la source d'émission est plus importante que le segment considéré [46][47].

Sans le TOF, tous les bits (ensemble d'histogrammes) de chaque LOR enregistrée sont incrémentés indépendamment du lieu réel d'interaction comme permet d'imager la figure 5.3a. Avec l'algorithme en revanche, ne sont qu'augmentées les valeurs des bits les plus probables, selon une distribution gaussienne centrée autour du lieu d'annihilation (cf figure 5.3b).

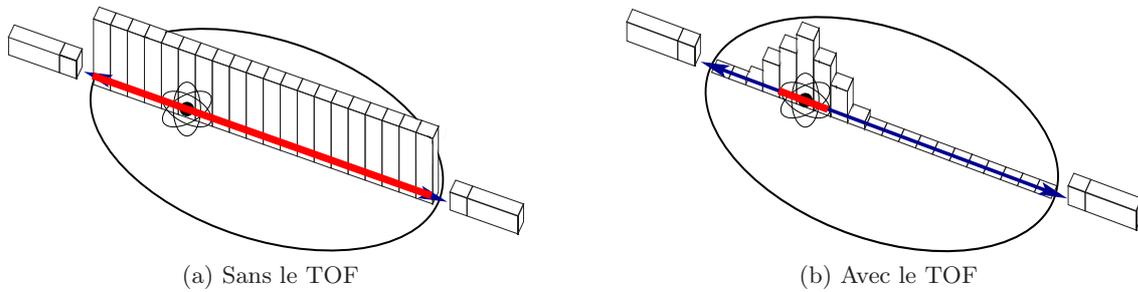


FIG. 5.3: *Incrément des bits d'une LOR sans et avec le l'algorithme TOF.*

Le facteur de diminution de la variance du bruit s'écrit :

$$f = \frac{D_s}{\Delta x} = \frac{2D_s}{c\Delta t} \quad (5.3)$$

où D_s représente le diamètre de la source (objet).

Augmenter la résolution permet d'abaisser le seuil bas de fenêtrage pour les coïncidences et offre une meilleure réjection des fortuits et d'une partie des diffusés. Le bruit est réduit directement à la source et, lors de la reconstruction, la proportion à soustraire statistiquement est moindre d'où un surcroît d'efficacité. Il ne reste que les fluctuations associées à ce bruit statistique, qui ne peuvent être supprimées. A noter que sans effort particulier pour limiter les saturations de l'électronique, les pertes liées diminuent avec la réduction des taux de comptage à l'entrée.

Explications : la réduction de la variance du bruit ne concerne pas seulement les vrais événements mais aussi les diffusés et les fortuits [48][49]. Cette remarque est importante, elle signifie que le bruit résultant à mettre en relation avec fortuits et diffusés continue de diminuer avec la résolution temporelle même si la fenêtre de coïncidence reste la même.

Pour fortuits et diffusés, le diamètre effectif de la source d'émission (le diamètre de l'objet qui serait reconstruit en utilisant seulement ces événements) est plus important que la taille réelle de l'objet, ceci provient de l'acceptance géométrique plus grande pour ces types d'événements. Le diamètre du détecteur semble une bonne estimation de cette grandeur. Au vu de l'équation 5.3, le gain attendu pour diffusés et fortuits apparaît bien plus grand que celui relatif aux vrais événements. Le fait de globaliser et de prendre en compte un diamètre effectif identique pour tous les types d'événements, celui du patient, sous-estime finalement le facteur de réduction de la variance.

En résumé, si les conditions nécessaires à l'obtention d'une information TOF de qualité riment avec résolution en temps canon, elles profitent tout d'abord pleinement au rapport signal sur bruit du système en réduisant le bruit à la source. L'algorithme de temps de vol n'est qu'un opportuniste qui ne tire d'avantage viable que d'un système déjà potentiellement très performant. Il réduit la variance résiduelle du bruit, le bénéfice est donc double.

Une application numérique de l'équation 5.3 prévoit une amélioration par un facteur 5.3 de la variance associée au bruit dans les conditions citées.

$$f = \frac{0.8}{3.10^8 \times 500.10^{-12}} \simeq 5.3$$

D'après [50], ce facteur de réduction correspond à un gain en sensibilité tel que :

$$NECR_{TOF} = NECR \times f$$

L'emploi d'un algorithme de temps de vol sur un système de résolution temporelle en coïncidence 500 ps montre qu'à lui seul il procure une amélioration du rapport signal sur bruit NECR d'un facteur 5.3.

5.4 Convergence des gains et conclusions relatives à l'utilisation d'un nouveau schéma d'électronique

L'organigramme de la figure 5.4 illustre graphiquement les possibilités d'intervention sur le schéma d'acquisition du HR+, il montre de cette façon le recoupement possible des gains en fonction des modifications apportées.

L'intérêt porté à la résolution temporelle des chaînes de lecture parle de lui même lorsque sont associées une réduction du fenêtrage temporel et l'implémentation du TOF. Le gain en sensibilité NECR frôle les 8, marge de progression pour le moins conséquente.

Cela ne tient pas compte des éventuelles pertes en taux de comptage évaluées au chapitre 3. Il est vrai qu'une diminution de la largeur de la fenêtre de coïncidence restreint le bruit à l'acquisition, mais n'influe en aucun cas sur le taux d'événements entrant dans le système. La pixélisation envisagée supprime au vol les goulots d'étranglement aux « buckets » et blocs de détection, ce qui va dans le bon sens pour éliminer les pertes à ces niveaux. Seul semble persister, au premier ordre, le temps mort relatif à l'intégration du signal au niveau de l'électronique frontale.

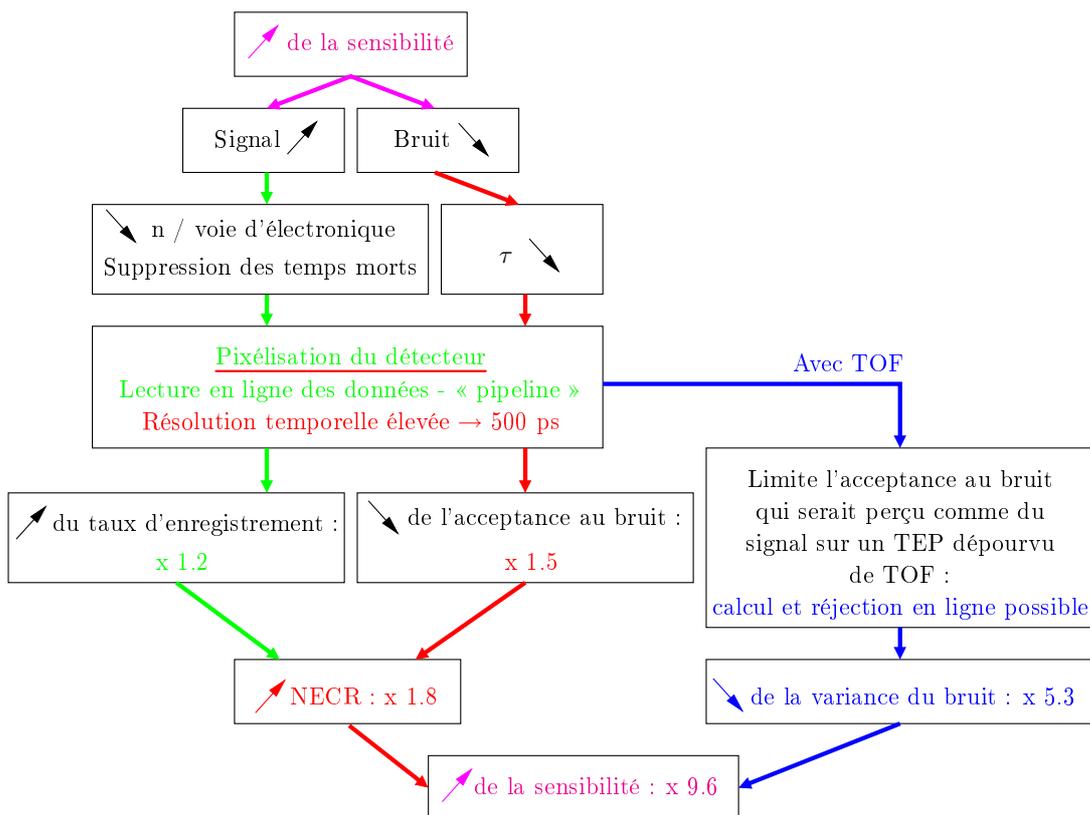


FIG. 5.4: Représentation graphique des gains relatifs aux différentes modifications du schéma d'acquisition des données sur le CTI HR+.

Comme chaque cristal reçoit désormais sa propre voie d'acquisition, lorsqu'un d'entre eux est touché les éléments de scintillation voisins ne se trouvent plus paralysés par le mode d'intégration du signal par bloc. La probabilité pour qu'un cristal soit déjà occupé à l'arrivée d'un autre photon est divisée par le nombre de cristaux que comportait un bloc, soit 64. Même en conservant le même schéma électronique qu'à la construction de l'instrument, simplement dupliqué pour chaque voie, le temps mort global associé au risque d'empilement devrait être proche de zéro aux taux de comptage habituels.

De ce fait, quel que soit le synoptique imaginé pour la nouvelle chaîne d'acquisition, nul doute que ces 20 % de gain supplémentaires seront obtenus.

Finalement, de ces considérations, le gain net total en sensibilité NECR avoisine l'ordre de grandeur ($\simeq 9.6$). Ce chiffre rend pérenne l'idée d'un nouveau concept d'électronique de lecture pour TEP corps entier et en justifie tout à fait le développement.

Chapitre 6

De la mesure du temps par filtrage optimal des signaux échantillonnés

Les méthodes pour la mesure du temps sont nombreuses avec chacune leur limitation vis-à-vis de la résolution en temps. Parmi celles-ci les méthodes à discrimination par seuils ou à estimation de la pente maximale autorisent des résolutions temporelles de l'ordre de la nanoseconde ou plus (FWHM).

Passer sous la barre de la nanoseconde nécessite des techniques plus élaborées et délicates à mettre en œuvre, comme la discrimination à fraction constante, la mesure du temps entre deux seuils ou le recours aux méthodes de filtrages numériques dont le filtrage optimal.

Ce dernier comme d'autres, vise à ajuster des signaux issus de la mesure à une fonction de référence. Celle-ci est obtenue par acquisition de données expérimentales sélectionnées puis normalisées afin d'établir un signal type. La reproductibilité de ces signaux doit être grande, avec une forme la plus constante possible, mais sans requis particulier sur l'amplitude.

Les TEP sont des calorimètres qui comportent de nombreux points commun avec ceux de la physique des hautes énergies (high energy physics - HEP). Dans les deux cas, des radiations interagissent avec des détecteurs (souvent des scintillateurs en HEP) lus par des photodétecteurs, PM ou APD. Les algorithmes de sélection d'événements sont certainement différents et bien plus complexes en HEP mais l'idée générale est la même et passe par l'estimation de l'énergie et du temps d'arrivée [51]. L'intérêt immédiat des méthodes de filtrage numérique est d'accéder aux deux informations en un seul temps par calcul via une seule et même voie d'électronique.

6.0.1 Définition des signaux de référence

Le signal étant discrétisé, les échantillons sont notés $S_i = S(t_i)$. Soit g la fonction de référence normalisée décrivant la forme de l'impulsion. La variable de cette fonction est un temps relatif noté t , dont l'origine est définie par le début du signal :

$$g(0) = 0 \quad , \quad 0 < g(t) < 1 \quad \text{si} \quad 0 < t < t_{max} \quad \text{et} \quad g(t_{max}) = 1$$

L'échantillonnage n'est pas synchronisé à l'arrivée de l'impulsion, le signal s'écrit alors

$$S(t) = Ag(t - t_a) + n(t)$$

$n(t)$ désignant le bruit et t_a le temps d'arrivée de l'impulsion par rapport à l'horloge.

$$S_i = Ag(t_i - t_a) + n(t_i) \quad \text{avec} \quad t_a \neq t_i$$

Le filtre optimal est une combinaison linéaire de n échantillons de S_d à S_{d+n-1} , de telle sorte que $s_1 = S_d$ et $s_i = S_{d+i-1}$.

Il devient

$$s_i = Ag(t_{d+i-1} - t_a) + n_i$$

Le bruit étant supposé stationnaire, l'origine temporelle n'a aucune influence sur ce dernier.

A chaque coup d'horloge, le décalage des échantillons dans les mémoires se traduit d'un point de vue formel par l'incrément de l'indice d . De ce fait, après l'arrivée d'une impulsion, il existe une étape au cours de laquelle $t = t_d - t_a = -\tau$ est de valeur absolue minimale, ce qui signifie que l'échantillon s_1 est sur le front de montée du signal, au plus près du point de référence

$$s_1 = Ag(-\tau) + n_1$$

Sachant que $t_{d+1} = t_d + \Delta t$, où $\Delta t = 1/F_e$ désigne le pas d'échantillonnage, il apparaît aisément pour cette étape que $-\Delta t/2 < \tau < \Delta t/2$ puisque tout intervalle $[t_a - \Delta t/2, t_a + \Delta t/2]$ compte un coup d'horloge.

6.0.2 Calcul des estimateurs

La construction du filtre se fait dans ladite configuration de déphasage minimal, en sachant que les estimateurs sont calculés à chaque front d'horloge. La décomposition du signal

$$s_1 = Ag(-\tau) + n_1 \quad ; \quad s_i = Ag((i-1)\Delta t - \tau) + n_i$$

est notée de manière plus concise

$$s_i = Ag(t_i - \tau) + n_i$$

Un développement limité à l'ordre 1 au voisinage de chaque t_i s'écrit :

$$s_i = Ag(t_i) - A\tau g'(t_i) + n_i$$

ou simplement

$$s_i = Ag_i - A\tau g'_i + n_i$$

Pour estimer A et τ d'après des combinaisons linéaires de s_i

$$u = \sum_{i=1}^n a_i s_i \quad ; \quad \langle u \rangle = A$$

$$v = \sum_{i=1}^n b_i s_i \quad ; \quad \langle v \rangle = A\tau$$

il suffit de définir des contraintes sur les coefficients :

$$u = \sum_{i=1}^n a_i (A g_i - A\tau g'_i + n_i) = A + \sum_i a_i n_i$$

ce qui implique

$$\sum_{i=1}^n a_i g_i = 1 \tag{6.1}$$

$$\sum_{i=1}^n a_i g'_i = 0 \tag{6.2}$$

Le même raisonnement conduit à

$$\sum_{i=1}^n b_i g_i = 0 \tag{6.3}$$

$$\sum_{i=1}^n b_i g'_i = -1 \tag{6.4}$$

A ce stade, il est possible d'estimer A et τ . En effet, en raisonnant sur un grand nombre de mesures pour lesquelles A et τ sont reproduits et entre lesquelles seul le bruit diffère, la moyenne sur les différentes estimations s'écrit

$$\langle u \rangle = \langle A + \sum a_i n_i \rangle = A + \sum a_i \langle n_i \rangle = A$$

$$\langle v \rangle = \langle A\tau + \sum b_i n_i \rangle = A\tau + \sum b_i \langle n_i \rangle = A\tau$$

le bruit étant de moyenne nulle.

6.0.3 Optimisation des coefficients compte tenu des caractéristiques du bruit

Le choix des coefficients peut cependant être optimisé. En effet, chaque ensemble de coefficients est contraint par deux équations et compte n inconnues. La marge de manoeuvre est mise à profit pour minimiser l'erreur statistique :

$$\begin{aligned}
\text{var}(u) &= \text{var}\left(A + \sum a_i n_i\right) \\
&= \text{var}\left(\sum a_i n_i\right) \\
&= \left\langle \left(\sum a_i n_i\right)^2 \right\rangle - \left\langle \sum a_i n_i \right\rangle^2 \\
&= \left\langle \left(\sum a_i n_i\right)^2 \right\rangle \quad (\langle n_i \rangle = 0) \\
&= \left\langle \sum n_i n_j a_i a_j \right\rangle \\
&= \sum_{i,j} \langle n_i n_j \rangle a_i a_j \\
&= \sum_{i,j} R_{ij} a_i a_j
\end{aligned}$$

$R_{ij} = \langle n_i n_j \rangle = \rho(t_i - t_j)$ caractérise l'autocorrélation du bruit. Ces valeurs définissent une matrice symétrique.

La minimisation de ces variances doit être opérée tout en respectant les contraintes 6.1 à 6.4. Les termes suivants, pondérés par des multiplicateurs de Lagrange sont introduits dans la fonction à minimiser

$$I_u = \text{var}(u) - \lambda_a \left(\sum a_i g_i - 1 \right) - \mu_a \sum a_i g'_i$$

L'annulation de chaque dérivée partielle au minimum de I_u définit un système à $n+2$ équations et $n+2$ inconnues :

$$\begin{aligned}
2 \sum_i R_{ik} a_i - \lambda_a g_i - \mu_a g'_i &= 0 \quad ; \quad k = 1, 2, \dots, n \\
\sum_i a_i g_i &= 1 \\
\sum_i a_i g'_i &= 0
\end{aligned}$$

soit, sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} R_{11} & \dots & R_{1n} & g_1 & g'_1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ R_{n1} & \dots & R_{nn} & g_n & g'_n \\ g_1 & \dots & g_n & 0 & 0 \\ g'_1 & \dots & g'_n & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \\ -\lambda_a \\ -\mu_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Le facteur 2 a disparu. Ceci ne change en rien les a_i solutions. Seuls les poids de Lagrange, dont la valeur n'importe pas, absorbent ce facteur. De façon analogue les b_i sont calculés :

$$\begin{pmatrix} R_{11} & \dots & R_{1n} & g_1 & g'_1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ R_{n1} & \dots & R_{nn} & g_n & g'_n \\ g_1 & \dots & g_n & 0 & 0 \\ g'_1 & \dots & g'_n & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \\ -\lambda_b \\ -\mu_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

6.1 Note sur la décomposition du signal du scintillateur

L'interaction d'un photon γ avec un scintillateur à l'instant $t = 0$ provoque l'émission de N_{ph} photons à des instants distribués selon une loi déterminée par les temps de montée et de décroissance du cristal.

Certains de ces photons, au nombre de N_{phe} , sont photoconvertis et se traduisent par des impulsions de courant en sortie de photodétecteur aux instants t_i . Les formes de ces impulsions sont supposées identiques et leurs charges q_i sont distribuées selon une loi normale centrée sur Q et d'écart type σ_q . Ce dernier est déterminé par la résolution R , prise à mi-hauteur (FWHM) du spectre en amplitude de photoélectron unique. Elle est de 70 % (FWHM).

$$R = \frac{\text{FWHM}}{Q} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_q}{Q}$$

L'impulsion globale est la somme des réponses individuelles :

$$s(t) = \sum_{i=1}^{N_{phe}} q_i s_o(t - t_i)$$

Le nombre de photoélectrons est donné par le rendement lumineux du cristal et les efficacités géométrique et quantique du photodétecteur. Par calculs simples d'après les rendements lumineux de deux scintillateurs, le LYSO (LSO) et le LaBr₃ listés au tableau 2.1, pondérés par l'efficacité quantique de l'APD S8148 d'Hamamatsu (72 % à 420 nm), N_{phe} est évalué à 9200 et 22100 respectivement pour ces deux cristaux. Pour les petits cristaux utilisés en TEP, il se peut que ces chiffres nécessitent d'être revus à la baisse. Néanmoins, pour les simulations qui suivent ils seront conservés.

6.2 Distribution des temps

Les instants t_i sont distribués selon une loi $n(t)$ déterminée par les paramètres du cristal et la dispersion sur les temps de transit. Cette loi est modélisée de manière assez complète en écrivant le temps t_i de l'impulsion de courant comme la somme des temps associés à des processus successifs

$$t_i = t_{i(\text{emission})} + t_{i(\text{transit})}$$

Lors de l'interaction γ -cristal, des électrons sont excités simultanément et se dés excitent en émettant un photon à des instants aléatoirement distribués selon une loi exponentielle caractérisée par le temps de vie τ_c .

Certains de ces photons sont photoconvertis, après un temps de transit dans le cristal et dans l'APD. Ce temps est supposé distribué selon une gaussienne centrée sur $T_{transit}$ et de dispersion $\sigma_{transit}$

$$\sigma_{transit} = \sqrt{(\sigma_{cristal})^2 + (\sigma_{APD})^2}$$

- $\sigma_{cristal}$ dépend de la géométrie du cristal, de son coefficient d'absorption et de la finition des surfaces. Comme évoqué auparavant, la dispersion des temps de parcours des photons dans le cristal reste à évaluer par simulation, elle est négligée dans ce modèle.
- σ_{APD} se situe de toute façon en deçà de 100 ps, cette dispersion est très inférieure à τ_c et sera négligée.

Finalement, les temps d'arrivée des photoélectrons sont supposés distribués selon la loi approchée

$$n(t) = \frac{1}{\tau_c} e^{-\frac{t}{\tau_c}}$$

qui ne tient pas compte du temps de montée extrêmement bref. Une représentation graphique de la distribution $n(t)$ se trouve à la figure 6.1 pour 100 et 9200 photoélectrons.

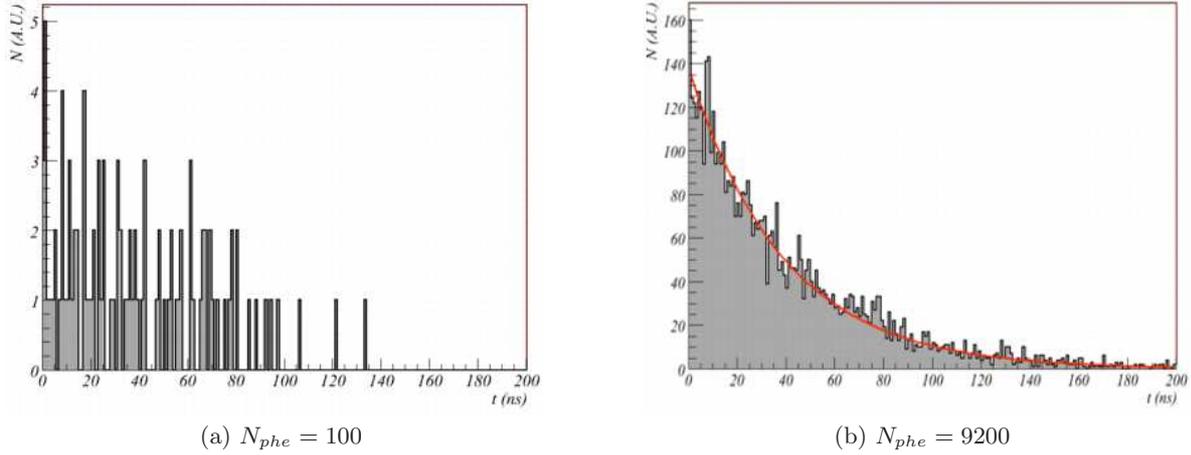


FIG. 6.1: Tirage de 100 et 9200 photoélectrons selon la loi $n(t) = 1/\tau_c \cdot e^{-t/\tau_c}$ pour du LYSO avec $\tau_c=40$ ns. La courbe en rouge est la représentation analytique de $n(t)$.

6.3 Distribution $P_k(t)$ du $k^{\text{ième}}$ photoélectron

D'après Post et Schiff [52] et Wright [53], il est possible de démontrer que la distribution de probabilité du temps d'arrivée du $k^{\text{ième}}$ photoélectron est donnée par

$$P_k(t) = \frac{N_{phe}^k}{\tau_c (k-1)!} \cdot e^{-N_{phe}(1-e^{-\frac{t}{\tau_c}})} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_c}}$$

Le temps d'arrivée moyen du $k^{\text{ième}}$ photoélectron s'écrit :

$$\langle t_k \rangle = \tau_c \ln \left(\frac{N_{phe}}{N_{phe} - k} \right)$$

et sa variance peut être approchée par

$$\sigma^2(t_k) = \frac{k\tau_c^2}{N_{phe}^2} \cdot \left(1 + \frac{2(1+k)}{N_{phe}} + \dots \right) \quad (6.5)$$

Soit le tracé de l'écart type de la distribution du temps d'arrivée du $k^{\text{ième}}$ photoélectron (figure 6.2).

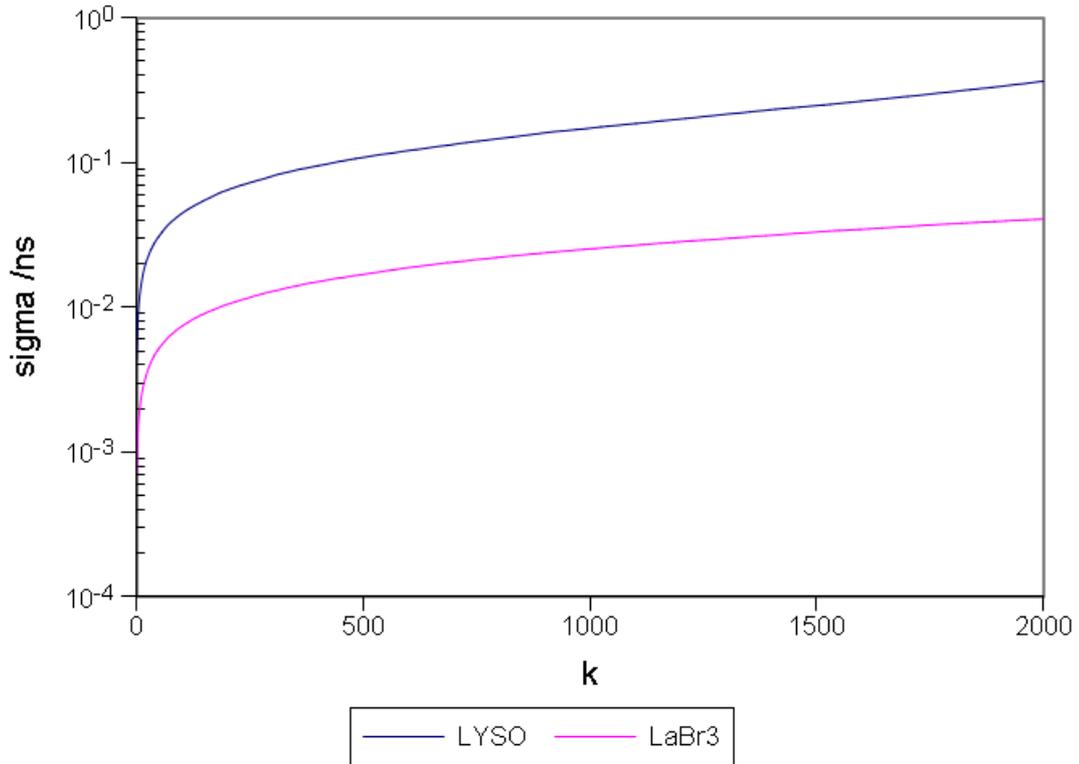


FIG. 6.2: *Ecart type du temps d'arrivée du $k^{\text{ième}}$ photoélectron du LYSO et du LaBr₃.*

Pour k/N_{phe} petit, l'écart type des temps d'arrivée du $k^{\text{ième}}$ photoélectron augmente en $\sqrt{k} \tau_c / N_{phe}$, il montre l'intérêt premier de ne considérer que les photoélectrons précurseurs et d'opter pour un scintillateur rapide (τ_c) et lumineux (N_{phe}).

La dispersion des premiers temps est très faible (<10 ps pour le LYSO et <1 ps pour le LaBr₃) mais augmente extrêmement rapidement avec le numéro d'ordre des photoélectrons, donc avec le temps d'arrivée moyen.

Concernant le LYSO, il semble nécessaire de déclencher sur un photoélectron de numéro d'ordre inférieur à 10 pour conserver une résolution temporelle en deçà des 150 ps (500 ps FWHM en coïncidence), tandis que ce chiffre atteint quelques 350 pour le LaBr₃.

6.4 Application de la méthode de filtrage optimal à un signal de LYSO mis en forme

Pour rappel, la forme d'un signal de LYSO est visible à la figure 6.1.

Les résultats de cette section sont issus de simulations, lesquelles ont nécessité de figer certains paramètres. Outre le choix du cristal, très accessible, le potentiel inhérent à la méthode de filtrage optimal a été investi au moyen de signaux de forme représentative de celle qui pourrait être obtenue expérimentalement.

Le choix des constantes de temps de mise en forme n'est peut-être pas encore optimal au jour de la rédaction, mais il permet de déceler d'éventuelles limites à la méthode.

Le signal de LYSO a donc subi une intégration mathématique de constante de temps de 270 ns (τ_p) telle que le ferait un premier étage de préamplification de charge. Une mise en forme de type CR-RC est appliquée ensuite avec des constantes de temps symétriques de 90 ns ($\tau_d = \tau_i$). Les tensions de sorties après ces deux étapes apparaissent aux figures 6.3a et 6.3b.

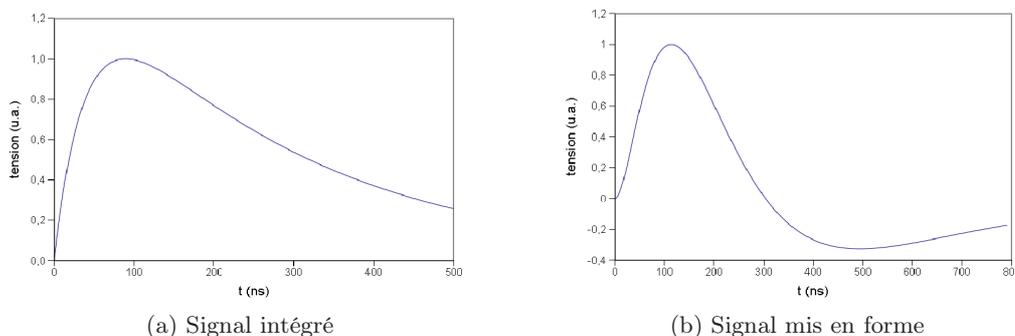


FIG. 6.3: Allure des signaux théoriques après intégration ($\tau_p = 270$ ns) et mise en forme de type CR-RC ($\tau_d = \tau_i = 90$ ns).

Les tensions de pic sont obtenues à $t = 90$ ns et $t = 114$ ns respectivement. La durée du lobe positif après mise en forme approche les 300 ns.

6.5 Limite mathématique de la méthode

Sans tenir compte de l'aspect statistique pour l'émission des photoélectrons, un signal mis en forme traité par l'algorithme de filtrage optimal fournit les résultats listés au tableau 6.1 pour la résolution en temps en coïncidence :

La méthode ne semble pas poser de problème particulier vis-à-vis de l'ultime précision temporelle qu'il est possible d'atteindre. Elle ne revêt ainsi aucun caractère limitant pour l'application et réclame un ADC de 7 bits à 25 MHz seulement pour atteindre la résolution temporelle visée de 500 ps FWHM en coïncidence.

Fréquence de travail /MHz	Résolution temporelle en coïncidence /ns (FWHM)			
	Précision de l'échantillonnage			
	7 bits	8 bits	9 bits	∞
25	0.565	0.416	0.376	0.359
50	0.306	0.162	0.094	0.058
75	0.253	0.135	0.085	0.058
100	0.212	0.108	0.054	0.012

TAB. 6.1: *Résolution temporelle en coïncidence (FWHM) obtenue par filtrage optimal appliqué à un signal de LYSO pour différentes précisions et fréquences d'échantillonnage. La statistique d'émission des photoélectrons est ignorée.*

6.6 Prise en compte de la statistique d'émission des photoélectrons

Le même traitement incluant l'aspect aléatoire de l'émission des photoélectrons aboutit aux résultats du tableau 6.2

Fréquence de travail /MHz	Résolution temporelle en coïncidence /ns (FWHM)			
	Précision de l'échantillonnage			
	7 bits	8 bits	9 bits	∞
25	1.225	1.166	1.163	1.150
50	1.113	1.082	1.072	1.048
75	1.086	1.053	1.046	1.048
100	1.082	1.081	1.076	1.066

TAB. 6.2: *Résolution temporelle en coïncidence (FWHM) obtenue par filtrage optimal appliqué à un signal de LYSO pour différentes précisions et fréquences d'échantillonnage. La statistique d'émission des photoélectrons est prise en compte.*

Loin des résultats précédents, les résolutions temporelles ne descendent jamais en dessous de la nanoseconde en coïncidence quelle que soit la précision de l'échantillonnage ou la fréquence.

Lorsque le signal est mis en forme avec une constante de temps longue, il paraît très sensé de croire que ses fluctuations sont moyennées et que sa phase temporelle est liée au barycentre de l'impulsion du photodétecteur. Ledit barycentre apparaît comme le temps moyen de conversion des photons après le début de la scintillation, pondéré par la charge q_i de la réponse du photodétecteur à chaque photon :

$$t_m = \frac{\int t s(t) dt}{\int s(t) dt} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{phe}} t_i q_i}{\sum_{i=1}^{N_{phe}} q_i}$$

Si la réponse du photodétecteur (APD) à un photon est de charge constante ($\sigma_{q(APD)}=0$)

$$t_m = \frac{\sum_{i=1}^{N_{phe}} t_i}{N_{phe}}$$

La variance de ce temps moyen est donnée par :

$$\sigma^2(t_m) = \frac{\tau_c^2}{N_{phe}} \quad (6.6)$$

La dispersion des temps reconstruits par filtrage optimal varie ainsi en $\tau_c/\sqrt{N_{phe}}$ et se veut sensible à tous les photoélectrons pris en compte dans le calcul.

A nouveau la constante de décroissance du scintillateur employé révèle toute son importance puisque qu'une variation linéaire le lie à ce paramètre. Un cristal rapide est donc à préférer.

La luminosité du cristal pour sa part ne fait plus varier la dispersion linéairement comme pour le temps moyen d'arrivée du $k^{\text{ième}}$ photoélectron (cf équation 6.5) mais en $\boxed{1/\sqrt{N_{phe}}}$. A nouveau, cette grandeur n'est absolument pas à négliger si une résolution temporelle de premier ordre est recherchée.

Enfin, la résolution va dépendre très logiquement du temps de mise en forme. Une mise en forme lente génère peu de déficit balistique et favorise la résolution en énergie. L'aspect temporel est pour sa part dégradé par moyennage. Une mise en forme courte au contraire met l'accent sur les composantes rapides du signal et délaisse les photoélectrons de numéros d'ordre élevés nuisibles à l'obtention d'une résolution temporelle élevée. Cette fois-ci la charge collectée en pâtit et la résolution énergétique est altérée comparativement. Logiquement, il s'agit d'une affaire de compromis à trouver entre tous ces paramètres.

Un simple passage du LYSO au LaBr₃, 2.4 fois plus lumineux et 2.5 fois plus rapide, permettrait de gagner un facteur 3.8 à lui seul et d'obtenir environ 300 ps de résolution temporelle en coïncidence. L'inconvénient de ce cristal est son coût encore prohibitif à l'heure de cet écrit, mais il est prometteur.

Si l'idée du LYSO et celle de la méthode par filtrage optimal sont conservées, l'accent devra porter en priorité sur les constantes de temps de la mise en forme pour atteindre les 500 ps. Par ailleurs, il faudra garder à l'esprit qu'un autre optimum, dicté par le rapport signal sur bruit électronique (influence de l'APD), devra être trouvé. Et il n'est pas dit que les deux convergent.

Si tel est le cas, de nouvelles techniques devront être imaginés ou réimaginés pour pallier à cette « faiblesse » (une version numérique de CFD par exemple) et déclencher la prise de temps sur les tous premiers photoélectrons.

Seconde partie

Vers un nouveau synoptique
d'électronique pour TEP

Chapitre 1

Le cahier des charges

1.1 Remise dans le contexte

Le choix de cette étude orientée vers les problèmes récurrents de sensibilité en TEP est né du sentiment que ces instruments ne donnent pas le meilleur d'eux-mêmes. Imaginée très importante au départ, la faille relative aux empilements d'événements et pertes en taux de comptage se révèle finalement très limitée, avec une marge de gain potentielle de 20 % tout au plus. L'électronique de lecture apparaît principalement mise en cause, mais ce chiffre certes respectable semble insuffisant pour justifier à lui seul la refonte du schéma d'acquisition.

Plus à même d'expliquer le manque de sensibilité, les TEP font montre d'une sélection des événements d'intérêt trop lâche sur le plan temporel. Le fenêtrage appliqué n'est pas très restrictif au regard de ce qu'il pourrait être et une forte dégradation du rapport signal sur bruit en découle. Ce n'est pas par choix mais par contrainte que la discrimination est limitée, ceci met en avant une résolution temporelle bien trop faible des voies de lecture.

Corriger ce « détail » nécessite de restructurer complètement le détecteur, poussant à sa réelle pixélisation et à l'abandon des PM au profit de photodétecteurs plus petits. Le nombre de voies d'acquisition explose tout comme la complexité de traitement global. Ceci prêche pour une intégration majeure de l'électronique, si possible épurée sur un plan local.

Avec une résolution temporelle de 500 ps en coïncidence et la possibilité d'un fenêtrage en rapport, le gain total en sensibilité pourrait avoisiner les 80 % une fois les deux effets cumulés. Muni d'une telle résolution, il est possible d'aller plus loin encore en octroyant au système une capacité de calcul TOF en ligne. L'adoption d'une méthode par filtrage optimal semble satisfaire pleinement à l'ensemble des requêtes, et conférant la possibilité d'accès par le calcul aux énergie et temps d'arrivée avec une seule voie d'acquisition, contre deux sur les TEP commerciaux.

Globalement, le profit en terme de sensibilité devient énorme une fois le tout combiné, puisque le gain net cumulé et théorique approche l'ordre de grandeur. Un engagement visant au développement d'une nouvelle électronique devient sans peine légitime dans ces conditions.

Aujourd'hui, les TEP promettent des sensibilités de l'ordre de quelques pour mille au mieux, évidemment pénalisées par les facteurs géométriques, mais pas seulement. L'information d'intérêt est monnaie rare, il devient regrettable de la manquer ou de la bruyier à cause du système d'acquisition.

Un même raisonnement a été suivi en HEP dès le lancement des premières expériences. Les solutions retenues, très élaborées, sont nées sous des contraintes énormes de débits de données brutes et de rareté des événements intéressants. La synergie avec les calorimètres TEP est évidente [51], il semble donc judicieux de profiter de cette expérience acquise sur le long terme.

1.2 Le synoptique proposé

Un nouveau synoptique d'électronique pour TEP est suggéré à la figure 1.1. Il va dans le sens de ce qui a été évoqué plus tôt et utilise une seule voie d'acquisition pour les calculs d'énergie et de temps, contrairement au schéma plus classique. La structure en ligne dite « pipeline » est sans temps mort par construction, les données sont rapidement échantillonnées et le traitement discriminatoire entièrement numérique.

L'énergie et temps sont déterminés par calcul à l'aide de la méthode de filtrage optimal décrite en partie I, appliquée aux signaux mis en forme puis numérisés. Un coefficient de qualité indique si l'événement doit être conservé ou non avant stockage éventuel. Chaque cristal reçoit sa propre électronique de lecture après pixélisation. Le calcul du TOF se fait en ligne.

Avant numérisation, les impulsions sont intégrées par un préamplificateur de charge dès la sortie du photodétecteur. Suit une mise en forme analogique qui maximise le rapport signal sur bruit et adapte les temps de montée des signaux à la gamme d'entrée en fréquence de l'ADC.

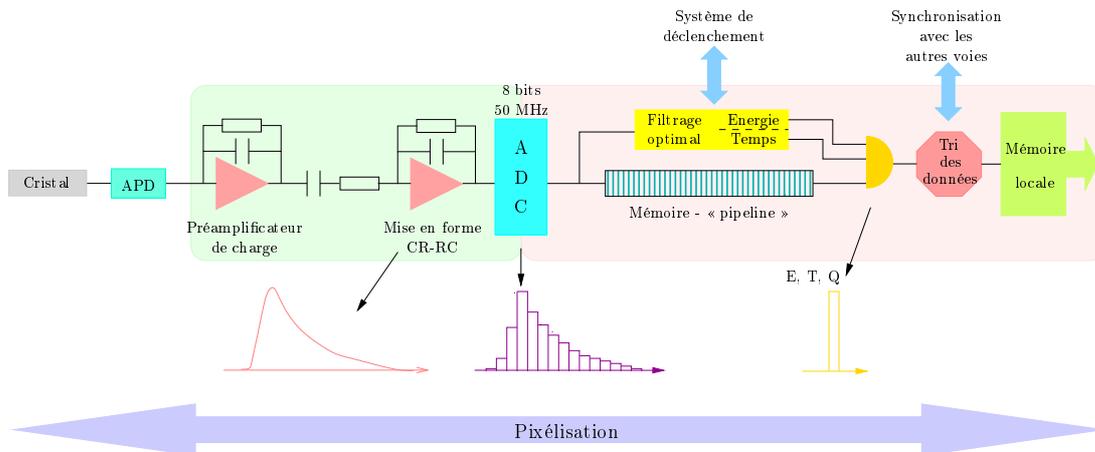


FIG. 1.1: *Synoptique de l'électronique proposée.*

1.3 Le choix du couple scintillateur - photodétecteur

Côté scintillateur, la nécessité de combiner plusieurs aspects tels densité, vitesse ou émission lumineuse limite les possibilités. Pour rappel, le tableau 2.1 référence les scintillateurs appropriés à la TEP, d'où ressortent les LSO, LPS ou LaBr₃ plus particulièrement. Le LSO, protégé par des brevets internationaux, est très onéreux. Le LPS pose des difficultés quant à sa fabrication à grande échelle alors que le LaBr₃, remarquable en tous points, s'échange encore malheureusement à des tarifs prohibitifs pour imaginer demain équiper le détecteur d'un TEP.

Le meilleur compromis apparaît donc le LYSO, non référencé dans le tableau mais cité pour ses caractéristiques comparables à celles du LSO.

Quant au photodétecteur, le seul énoncé d'une pixelisation élimine les PM qui ne peuvent offrir une granularité suffisante proche des $5 \times 5 \text{ mm}^2$ habituels. Les SiPM et les semiconducteurs, certes prometteurs, manquent de maturité pour les envisager à l'instant de cette rédaction. Subsistent les APD parmi les photodétecteurs cités en première partie, dotées d'un petit gain qui les pénalisent dans un schéma où la charge à l'entrée est très faible. Une électronique de qualité, de très faible bruit, sera donc requise. L'APD S8148 d'Hamamatsu (figure 2.7) semble être la candidate toute désignée, au vu de sa surface active de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Le couplage à un scintillateur de mêmes dimensions devient évident.

1.4 Les choix techniques

1.4.1 Taux de comptage

En sous-section 4.3.2, les simulations ont montré un taux d'interaction par cristal de l'ordre de 6 kHz. La résolution temporelle d'empilement t est définie comme l'intervalle de temps minimum devant séparer deux événements consécutifs pour qu'ils ne se chevauchent pas. Ici, la grandeur d'intérêt est la charge, la période d'intégration est donc prise comme résolution d'empilement.

La distribution des interactions est poissonnienne (cf équation 3.1, partie I), elle donne pour probabilité générale d'empiler des événements

$$\begin{aligned}
 P(1 + 1, 2, \dots, n) &= P(1) \cdot [P(1) + P(2) + \dots + P(n)] \\
 P(1 + 1, 2, \dots, n) &= P(1) \cdot [1 - P(0)] \\
 \boxed{P(1 + 1, 2, \dots, n) &= \lambda t e^{-\lambda t} \cdot [1 - e^{-\lambda t}]} & \quad (1.1)
 \end{aligned}$$

Une application numérique permet de chiffrer cette probabilité à 0.00003 % pour un temps d'intégration de 90 ns avec du LYSO et environ 1 % si ce temps est augmenté à 18 μs . Autant dire que la probabilité de superposer des événements est quasi nulle dans cette application.

1.4.2 Gamme d'énergie, dynamique et précision

L'établissement de cette partie du cahier des charges repose pour partie sur des résultats de simulations Monte Carlo effectuées à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon par l'équipe de Madjid Boutemour, et de considérations techniques nées de l'expérience en physique nucléaire.

L'énergie d'intérêt est de 511 keV, mais il est fréquent sur les caméras commerciales d'étendre la gamme. Ceci en premier lieu pour tenir compte de la piètre résolution énergétique des scintillateurs employés, de quelques 10 % typiquement pour du LYSO à 511 keV. Parallèlement, il est des cas où la mesure des diffusés revêt une importance particulière et contraint à la conservation d'un large spectre à l'acquisition. Une plage de 250 à 650 keV est choisie.

Les simulations ont été conduites avec un cristal de LYSO de $5 \times 5 \times 22 \text{ mm}^3$ et une APD S8148 de gain 60. En conséquence d'une interaction avec le scintillateur, 300000 électrons sont émis. La charge correspondante s'élève à 48 fC, modulée à 23 fC et 61 fC aux extrema de la gamme d'énergie.

Pour une dynamique de 100 avec un signal type, la charge équivalente au bruit (équivalent noise charge - ENC) ramenée à l'entrée de l'électronique de lecture ne devra pas dépasser les 3000 électrons. Dans ces conditions, si la précision visée est supérieure au $\frac{1}{2}$ bit le moins significatif (least significant bit - LSB), l'échantillonnage de l'ADC doit se faire sur plus de 200 pas, soit 8 bits (256 valeurs, 0.39 % de précision).

Compte tenu de la résolution en énergie intrinsèque du LYSO de 10 %, il est évident que 8 bits sont bien plus que suffisants pour la mesure d'énergie pour laquelle 25.5 keV ($10\% / 2 \times 511$) de résolution suffirait. Cela donne un total de 26 valeurs une fois rapportés aux 650 keV de la pleine échelle, le système pourrait donc se contenter d'un ADC 5 bits (32 valeurs, précision de 3.125 %).

La résolution en énergie de la chaîne de lecture (FWHM) peut s'écrire

$$R_E = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_c}{E_c}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_{elec}}{L_{elec}}\right)^2 + (R_{ADC})^2} \quad (1.2)$$

où $\frac{\Delta E_c}{E_c}$ représente la résolution en énergie du scintillateur et $\frac{\Delta L_{elec}}{L_{elec}}$ l'écart à la linéarité de l'électronique frontale. Même avec une résolution modérée comme pour le LYSO, la résolution globale ne peut être dégradée par celle bien meilleure d'un ADC 5 bits, à condition que la linéarité de l'électronique frontale ne soit pas limitative. De ce fait, avec 8 bits, la résolution énergétique de la chaîne de lecture ne dépend plus que du scintillateur au premier ordre.

En définitive la résolution de l'ADC, tout comme sa fréquence d'échantillonnage, sont dictées par les requis liés à la mesure du temps. Au commencement de l'étude de l'ADC, la statistique d'émission des photons dans le cristal n'avait pas encore été modélisée. La conception du prototype a ainsi fait l'impasse sur ce paramètre, se cantonnant aux premières estimations purement mathématiques de la méthode de filtrage. En accord avec ces résultats (tableau 6.1, partie I), une précision de 8 bits et une fréquence de 50 MHz sont retenues.

1.4.3 Technologie

En raisons de disponibilité, de fiabilité et de coût, la technologie Austriamicrosystems CMOS (Complementary Metal Oxyde Silicon) C35B4C3 est retenue pour les phase d'étude et de développement. Elle offre une largeur de grille minimale de $0.35 \mu\text{m}$, quatre couches de métal, trois couches de polysilicium dont une de haute résistivité et deux familles de transistors MOS supportant 5.5 V et 3.3 V respectivement entre grille et source. Des cellules numériques sont mises à disposition par le fondeur.

Dans cette étude, une tension d'alimentation de 3.3 V est choisie pour limiter la consommation. Le substrat est relié au 0 V pour n'utiliser que des tensions positives.

1.5 Les envois en fonderie

Trois soumissions de circuits ont été effectuées en janvier, avril et septembre 2006.

- La première incluait l'ensemble de la chaîne de lecture analogique, soit un préamplificateur de charge suivi d'un étage de mise en forme ou « shaper ».
Après coup, des défauts de stabilité ont été repérés lors d'une simulation de l'ensemble avec les éléments parasites, ils provenaient de l'étage de mise en forme. Les oscillations, amorties, n'ont jamais remis en cause le fonctionnement global car facilement compensées par une légère augmentation d'une des tensions d'alimentation de 3.3 V à 3.4 V environ.
- Après révision complète de l'amplificateur mis en œuvre pour réaliser le « shaper » sur le plan de la stabilité, une seconde version de la partie analogique a pu être proposée. De l'extérieur les deux circuits sont parfaitement identiques et interchangeables pour les tests.
- La dernière itération a consisté en la soumission d'un prototype d'ADC de type flash, allégé vis-à-vis du nombre de comparateurs et dépourvu de toute logique de décodage en sortie. Il s'agissait là d'un tout premier prototype visant à démontrer la faisabilité.

Chapitre 2

Un préamplificateur de charge

2.1 L'idée derrière la mesure

Au sortir de l'APD prend forme une impulsion électrique homothétique de l'impulsion lumineuse générée dans le cristal sous l'effet de l'interaction γ -matière. Un indicatif de la forme obtenue est représenté en figure 2.1, la grandeur est un courant dont la charge est proportionnelle à l'énergie déposée :

$$E \propto Q = \int i(t)dt$$

Evaluer cette dernière équivaut à mesurer la charge et donc à intégrer le signal.

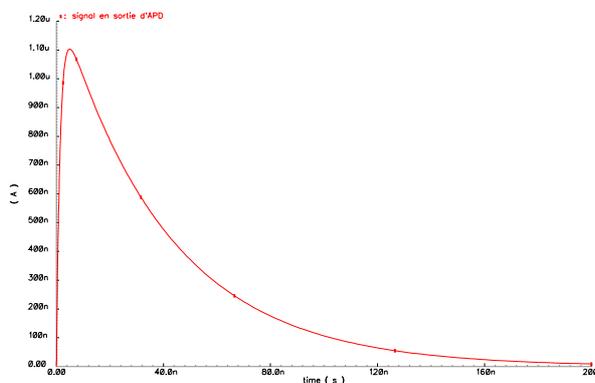


FIG. 2.1: *Forme d'un signal type en sortie d'APD pour un gamma d'énergie 511 keV.*

2.2 Les solutions techniques possibles pour cette mesure

2.2.1 Décharge dans une capacité

La collecte de la charge peut se faire idéalement au moyen d'une capacité de forte valeur C_i , laquelle constitue l'entrée d'une chaîne d'amplification. La figure 2.2 retranscrit ce principe.

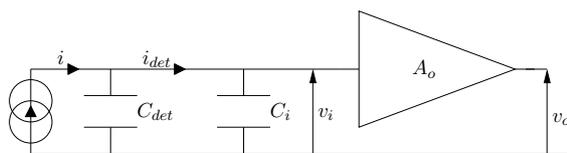


FIG. 2.2: Schéma simpliste pour la collecte de charge.

La tension de pic aux bornes de cette capacité d'intégration vaut dans ces conditions :

$$V_i = \frac{Q}{C_{det} + C_i}$$

Si la constante de temps du système est très supérieure à la durée du signal alors la tension de pic est une mesure de la charge.

Des difficultés tendent à faire oublier une telle solution. Le photodétecteur possède une capacité propre C_{det} qui n'est pas forcément négligeable par rapport à la capacité d'intégration. Pour l'APD S8148, elle est de quelques 80 pF et assurer le transfert des charges de la source de courant vers la capacité d'intégration requiert une très forte valeur comparativement pour éviter un déficit de charge. Un ordre de grandeur au moins est nécessaire pour recueillir 90 % du signal.

Si cela ne pose aucun souci en discret, une telle valeur de capacité apparaît rédhitoire en électronique intégrée. De surcroît, les avantages tirés de la forte valeur de capacité ne profitent absolument pas à l'amplitude, bien au contraire. Ce schéma n'offre aucun gain et pénalise la mesure de faibles charges comme ici.

2.2.2 Utilisation d'un préamplificateur de charge

L'alternative possible est l'emploi d'un préamplificateur de charge réalisé autour d'un amplificateur inverseur de gain nominal A_o et d'impédance d'entrée Z_{ia} élevés. Cette configuration fournit une fonction de transfert de type transimpédance.

2.2.2.1 Capacité effective, gain et déficit de charge

La figure 2.3 montre le schéma classique d'un amplificateur monté en préamplificateur de charge au moyen d'une capacité de contre-réaction C_f .

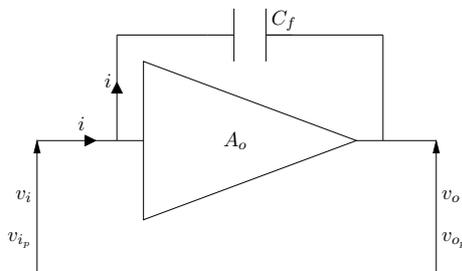


FIG. 2.3: Synoptique classique d'un préamplificateur de charge.

La différence de tension aux bornes de la capacité vaut

$$v_f = (A_o + 1) v_i$$

et la charge déposée

$$Q_f = C_f v_f = C_f (A_o + 1) v_i \quad \text{avec} \quad Q_i = Q_f \quad \text{si} \quad Z_{ia} = \infty$$

La capacité dynamique effective vue de l'entrée s'écrit

$$C_i = \frac{Q_i}{v_i} = C_f (A_o + 1) \approx C_f A_o \quad (2.1)$$

et le gain tension-charge

$$A_Q = \frac{dV_o}{dQ_i} = \frac{A_o \cdot v_i}{C_i \cdot v_i} = \frac{A_o}{C_i} = \frac{A_o}{A_o + 1} \cdot \frac{1}{C_f} \approx \frac{1}{C_f} \quad \text{si} \quad A_o \gg 1$$

Les deux dernières équations dévoilent tout l'intérêt de ce montage. Tout se passe comme si la capacité d'intégration était grande d'un point de vue de l'entrée, ce qui garantit un faible déficit balistique, alors que l'amplitude en sortie bénéficie de la valeur vraie de la capacité C_f , de taille volontairement réduite.

Une estimation de la fraction de la charge d'entrée transférée au préamplificateur peut s'écrire comme suit

$$\frac{Q_i}{Q_s} = \frac{C_i \cdot v_i}{Q_{det} + Q_i} = \frac{C_i}{Q_s} \cdot \frac{Q_s}{C_i + C_{det}} = \frac{1}{1 + \frac{C_{det}}{C_i}} \approx 1 \quad \text{si} \quad C_i \gg C_{det}$$

Le déficit de charge est minimisé avec une grande capacité d'entrée effective, le gain en tension doit être maximisé à C_f donnée. De la valeur de cette dernière dépendra le gain du montage.

2.2.2.2 Risque d'empilement - Déficit balistique

La limitation principale de ces montages est leur capacité de comptage réduite du fait de l'intégration. La durée de cette dernière se révèle critique pour le risque d'empilement, la capacité de charge doit donc d'être déchargée pour que le système recouvre sa ligne de base.

La décharge peut se faire périodiquement avec un interrupteur monté en court-circuit aux bornes de la capacité. Dans ce cas, la décharge est gérée par une horloge, ce qui sied très bien aux systèmes synchrones. La décharge est franche et le système rapidement opérationnel à nouveau.

Le cas des TEP est un parfait exemple de machine asynchrone pour lesquelles le temps d'arrivée des événements est aléatoire. La décharge ne peut être contrôlée via un interrupteur et doit se faire de façon continue. La solution classique consiste en l'utilisation d'une résistance de forte valeur en parallèle avec la capacité, le but étant de ne pas trop perturber la charge de la capacité tout en assurant son rôle dissipateur après lecture de l'information. Elle induit obligatoirement un peu de déficit balistique par réduction de la constante de temps.

De ce fait le signal apparaît quelque peu mis en forme par le préamplificateur de charge comme l'illustre le schéma de la figure 2.4. Le déficit reste une constante dès lors que la forme du signal d'entrée est reproductible et n'est donc pas gênant si l'amplitude finale est suffisante. Le choix de la valeur de la résistance de contre-réaction R_f obéit nécessairement à un compromis.

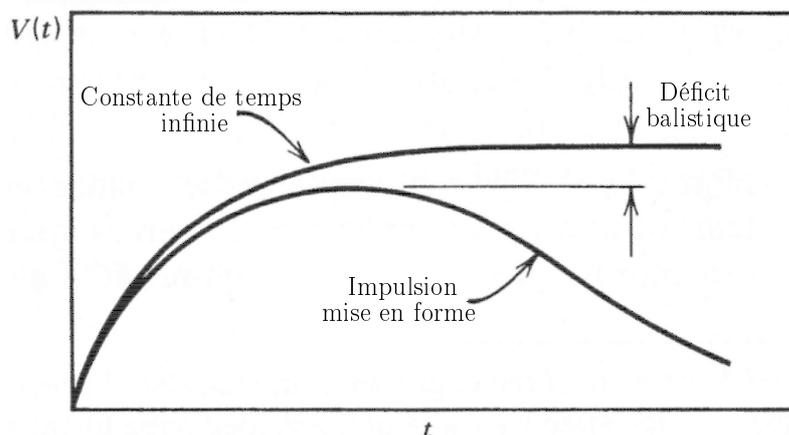


FIG. 2.4: Définition du déficit balistique.

2.2.2.3 Etude dans le domaine fréquentiel

Gain courant-tension Pour la raison évoquée, le schéma de la figure 2.3 est agrémenté d'une résistance R_f , comme le montre la figure 2.5.

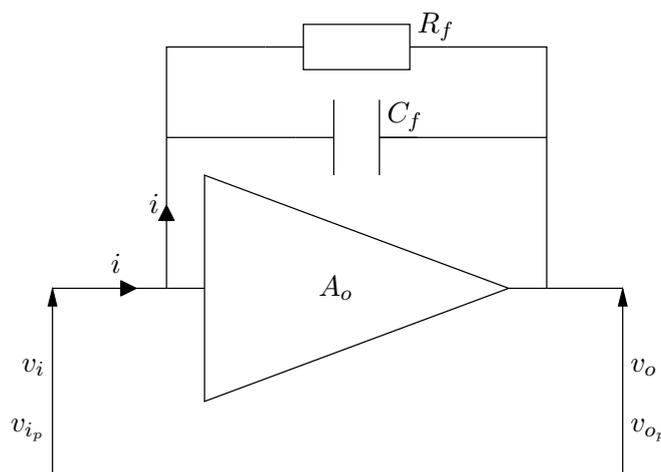


FIG. 2.5: Synoptique d'un préamplificateur de charge avec résistance de contre-réaction.

Pour ce nouveau montage, le gain courant-tension s'exprime

$$A_{iv} = \frac{dV_o}{dI_i} = Z_f = \frac{1}{\frac{1}{R_f} + jC_f\omega}$$

avec suivant la fréquence

- le terme en $\frac{1}{R_f}$ qui domine aux basses fréquences.
- le terme en $jC_f\omega$ qui s'impose aux hautes fréquences.

Impédance d'entrée L'impédance d'entrée s'écrit

$$Z_i = \frac{dV_i}{dI_i} = \frac{\frac{dV_o}{A}}{\frac{dV_o}{Z_f}} = \frac{Z_f}{A}$$

En dessous de la pulsation de coupure $\omega_c = \frac{1}{R_f C_f}$, le gain en tension $A = A_o$ du préamplificateur est constant et l'impédance d'entrée donnée par la relation

$$Z_{i(f < f_c)} = \frac{Z_f}{A_o} = \frac{1}{\frac{A_o}{R_f} + jA_o C_f \omega}$$

Sans la résistance R_f , le comportement aux basses fréquences est seulement dicté par le terme imaginaire, faisant de l'entrée une entrée purement capacitive comme souhaité. L'analogie avec l'équation 2.1 est immédiate.

En présence de R_f , la donne est différente. Pour les faibles pulsations très en dessous de ω_c le terme en $\frac{1}{R_f}$ prévaut par rapport au terme imaginaire si bien que le comportement devient résistif. L'impédance d'entrée croît avec R_f . Une partie de l'énergie est dissipée dans la résistance, c'est la fraction de la charge non collectée, mais la tension de sortie peut recouvrer sa ligne de base. Ainsi

$$Z_{i(f < f_c)} = \frac{R_f}{A_o} = R_{i(f < f_c)}$$

Au dessus de ω_c , le gain en tension de préamplificateur vaut $A = A_\omega$, le terme en $\frac{1}{R_f}$ devient négligeable et l'impédance d'entrée se formule

$$Z_{i(f > f_c)} = \frac{-j}{A_\omega C_f \omega} = \frac{-j}{C_f \omega} \cdot \frac{1}{A_\omega}$$

La figure 2.6 donne l'allure de la courbe de gain pour un amplificateur de tension.

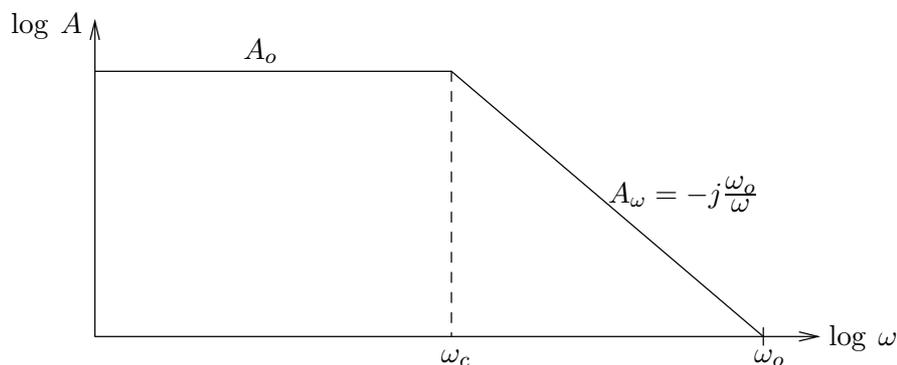


FIG. 2.6: Allure théorique de la courbe de gain en tension d'un amplificateur.

Au premier ordre le gain décroît linéairement avec ω au dessus de ω_c , si bien que

$$A_\omega \propto \frac{-j}{\omega}$$

et à

$$\omega = \omega_o \quad \Leftrightarrow \quad A_\omega = 1$$

avec ω_o le produit gain-bande de l'amplificateur. Il devient pour A_ω

$$A_\omega = -j \frac{\omega_o}{\omega}$$

et l'impédance d'entrée $Z_{i(f > f_c)}$

$$Z_{i(f > f_c)} = \frac{-j}{C_f \omega} \cdot \frac{1}{A_\omega} = \frac{-j}{C_f \omega} \cdot \frac{\omega}{-j \omega_o} = \frac{1}{C_f \omega_o}$$

La composante imaginaire disparaît, l'impédance d'entrée devient réelle, donc résistive, quand l'amplificateur est en carence de gain pour les pulsations supérieures à sa pulsation de coupure.

$$Z_{i(f > f_c)} = \frac{1}{C_f \omega_o} = R_{i(f > f_c)}$$

Constante de temps à l'entrée La constante de temps calculée à l'entrée du préamplificateur de charge en présence de la capacité de détecteur C_{det} s'exprime selon

$$\tau_i = R_i C_{det}$$

Pour les pulsations inférieures à ω_c , l'aspect purement résistif prime comme évoqué ci-avant. L'expression de la constante de temps donne

$$\tau_{i(f < f_c)} = \frac{R_f C_{det}}{A_o} \quad (2.2)$$

Parallèlement lorsque $\omega > \omega_c$, $\tau_{i(f > f_c)}$ s'écrit

$$\tau_{i(f > f_c)} = \frac{C_{det}}{\omega_o C_f} \quad (2.3)$$

Le manque de produit gain-bande ω_o d'un amplificateur placé dans une boucle de contre-réaction se ressent sur sa sortie par une altération des temps de montée à amplitude maximale (« slew rate »), qui se traduit inévitablement par des ralentissements apparents sur l'entrée du fait de la boucle. La constante de temps d'entrée est donc une estimation du temps de réponse pour un système contreréactionné.

2.2.2.4 L'importance du bruit

Pour un préamplificateur de charge sans résistance de contre-réaction, le signal de sortie est indépendant de la capacité du détecteur C_{det} dès lors que $C_i \gg C_{det}$. Le bruit en sortie de l'amplificateur est réinjecté sur l'entrée à travers la contre-réaction, diminuant ainsi la tension de bruit de sortie par rapport à la même configuration en boucle ouverte. L'amplitude de la contre-réaction dépend beaucoup de l'impédance présente sur l'entrée, à savoir la capacité du détecteur C_{det} . Le rapport signal sur bruit (signal to noise ratio - SNR) en sortie de l'amplificateur dépend donc principalement de la contre-réaction.

Note: communément et bien que spécifiées globalement en tant que charge équivalente au bruit à l'entrée pour plus de commodité, les sources de bruit principales sont internes à l'amplification. Seule une partie d'entre-elles résident effectivement à l'entrée dans les cas de configuration contreréactionnées comme celle-ci. Les sources principales de bruit ne se matérialisent donc pas comme une charge physique à laquelle le système rebouclé réagit de façon analogue à un signal.

Soit v_{no} la tension de bruit en sortie du préamplificateur qui est réinjectée sur l'entrée (v_{ni}) via le pont diviseur capacitif formé par C_f et C_{det} .

$$v_{no} = v_{ni} \frac{\frac{1}{C_f \omega} + \frac{1}{C_{det} \omega}}{\frac{1}{C_{det} \omega}} = v_{ni} \left(1 + \frac{C_{det}}{C_f} \right)$$

La charge équivalente au bruit en entrée (equivalent noise charge - ENC) ENC_i s'écrit

$$ENC_i = Q_{ni} = \frac{v_{no}}{A_Q} = v_{no} C_f = v_{ni} (C_{det} + C_f)$$

Il devient pour le rapport signal sur bruit

$$SNR = \frac{Q_s}{Q_{ni}} = \frac{Q_s}{v_{ni} (C_{det} + C_f)}$$

2.3 L'établissement d'un schéma

En rapport avec ce qui a été dit, l'enjeu du projet est le développement d'une électronique complète pour TEP à détecteur pixelisé. Chacun des pixels recevra donc sa propre électronique de lecture suivie d'un ADC avant filtrage des données en ligne et stockage éventuel. L'intégration doit être maximale compte tenu du nombre de voies, le but avoué étant au moins d'intégrer la partie analogique de lecture avec l'ADC sur le même substrat.

Un des problèmes récurrent lié à ce genre de développement est la réinjection de bruit de la partie numérique vers les structures analogiques d'entrée, pour le moins sensibles. Pour s'en prévaloir la solution consiste à user de schémas différentiels, peu sensibles au bruit de nature. Le signal d'entrée, en mode commun, sera donc transformé en différentiel le plus tôt possible pour un maximum d'immunité.

En toute logique le premier étage, crucial en terme de bruit intrinsèque, de gain et d'impédance, l'est tout autant quant à sa sensibilité à l'environnement. De nombreuses structures ont été testées avec par exemple des convoyeurs de courant montés en convoyeurs de charge, pour lesquels le passage vers le différentiel est aisé. Se sont alors posés des problèmes d'amplification en courant pour atteindre un niveau de sortie proche du Volt comme espéré. En ce sens, de très petites capacités se sont révélées indispensables mais partiellement contrées par la difficulté d'en garantir les valeurs après gravure. Par ailleurs, tous les schémas dessinés ont montré un niveau de bruit intrinsèque bien au delà des 3000 électrons requis.

Il n'est restée qu'une seule architecture montrant de réelles aptitudes à garantir ce seuil fixé par le cahier des charges. Il s'agit du préamplificateur de charge contre-réactionné cité plus haut dans ce chapitre. Le revers inhérent à sa conception est son fonctionnement en mode commun.

Ne réussissant à faire évoluer cette structure vers le différentiel faute de temps, elle est reprise sous sa forme classique. Les performances en bruit respectent néanmoins les spécifications. La transformation du signal en différentiel est reléguée à l'étage de mise en forme.

2.3.1 Conception de l'amplificateur

La représentation schématique de l'amplificateur développé est visible en figure 2.7, muni de sa contre-réaction et chargé par un étage suiveur.

2.3.1.1 Considérations générales

La partie maîtresse de cet amplificateur est un montage de type cascode, replié pour des raisons de tension d'alimentation principalement. Cette structure permet de bloquer l'effet Miller sur le transistor d'entrée en source commune. Cela facilite l'obtention de bandes passantes élevées sans avoir à faire de véritable concession sur le gain, toute proportion gardée.

Un étage suiveur est présent pour réajuster le mode commun de sortie autour du milieu de gamme (≈ 1.65 V). La consommation globale de l'étage est de 5.917 mA sous 3.3 V, soit 19.5 mW.

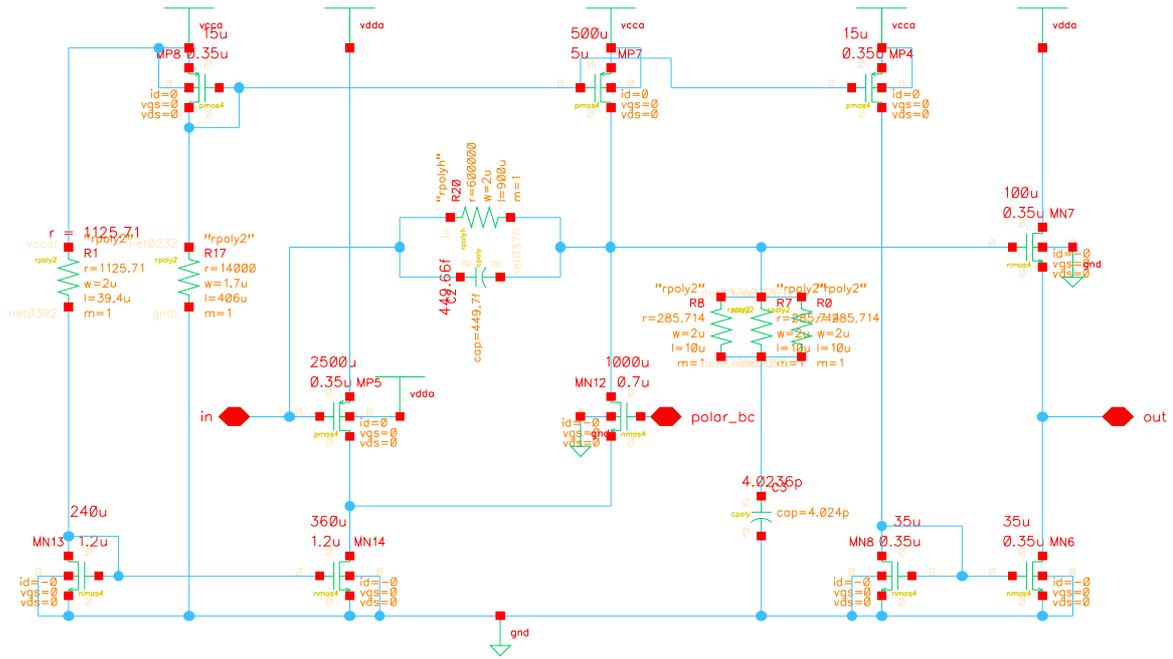


FIG. 2.7: Le préamplificateur de charge développé et son étage suiveur pour recouvrir un niveau de mode commun autour du milieu de gamme.

Le réseau de contre-réaction a sérieusement été pris en compte dans la conception. Afin de garantir une précision suffisante, la valeur de la capacité s'élève à 450 fF. En parallèle sur celle-ci vient une résistance de 600 k Ω , une taille déjà conséquente en électronique intégrée. La valeur de l'élément capacitif limite beaucoup l'excursion car la charge n'est que de 50 fC, si bien que le recours à une structure avec gain pour l'étage de mise en forme sera nécessaire.

La constante de temps du préamplificateur de charge τ_p s'élève à 270 ns, ce qui est supérieur à la durée du signal d'APD pour lequel les « $5 \tau_c$ » caractéristiques de décroissance valent environ 200 ns. De ce fait, la collecte des charges se fait correctement mais occasionne un peu de déficit balistique (cf section 2.2.2.2).

Partant du principe qu'un ordre de grandeur est nécessaire entre les valeurs de la capacité vue de l'entrée C_i et la capacité du détecteur C_{det} pour satisfaire à un déficit en charge négligeable, un gain en boucle ouverte minimal de 1778 est requis.

$$C_i = C_f A_o \geq 10 \cdot C_{det} \quad \Leftrightarrow \quad A_o \geq 1778$$

Ce critère satisfait, le cahier des charges peut être peaufiné à l'aide d'un amplificateur idéal de gain en boucle ouverte élevé (A_o fixé à 3000) et de bande passante « illimitée » au regard des conditions (2 GHz à -3 dB). Il est pourvu du même réseau de contre-réaction et laisse apparaître à sa sortie une tension pic de 76.2 mV à 93 ns (1.52 mV/fC) en réponse au signal d'APD de 50 fC (figure 2.8).

La dérivée par rapport au temps de ce signal livre une estimation du « slew rate » instantané. Représentée également à la figure 2.8, cette grandeur se définit selon

$$SR = 2\pi fA$$

avec A l'amplitude du signal de sortie et f sa fréquence.

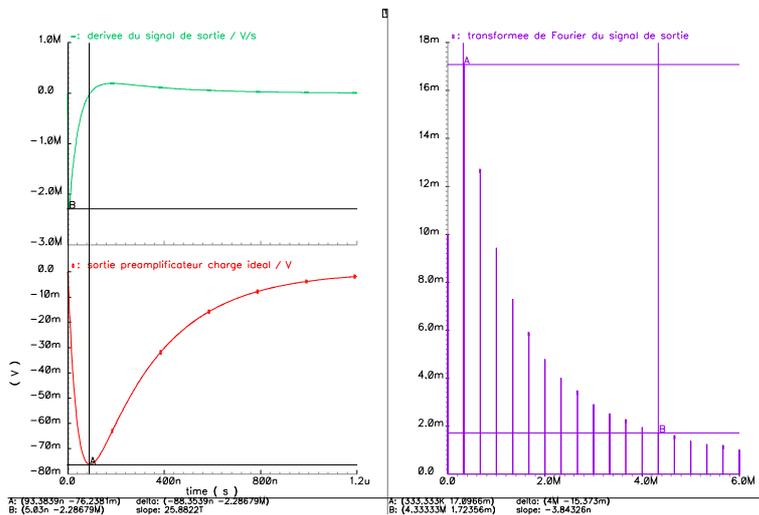


FIG. 2.8: Tension en sortie du préamplificateur de charge idéal, sa dérivée pour estimation du « slew rate » et sa transformée de Fourier.

La méconnaissance de l'amplitude à laquelle référer le « slew rate » déterminé par cette méthode pose un problème pour le calcul de la fréquence associée. En revanche, prendre le maximum de la courbe et considérer ce « slew rate » comme constant sur le temps de montée (amplitude) du signal revient à trouver un majorant de la fréquence limite.

$$f = \frac{SR}{2\pi A} \quad \Leftrightarrow \quad \text{A.N. : } f = 4.78 \text{ MHz}$$

De fait, le front de montée possède une composante fréquentielle maximale de 4.78 MHz, fréquence de fonctionnement limite à laquelle l'amplificateur doit posséder encore suffisamment de gain pour permettre le transfert de charge. Ceci est confirmé par le tracé du spectre en fréquence du signal. Les harmoniques ont été considérées jusqu'à ce qu'un ordre de grandeur en amplitude les sépare de la fondamentale (cf figure 2.8).

Idéalement, une perte de 10 % sur la charge est tolérable lors du transfert, soit donc un requis d'un ordre de grandeur entre la capacité du détecteur et la capacité vue de l'entrée, au moins aux fréquences basses. Dans le cas extrême de fonctionnement en fréquence, les contraintes peuvent être relâchées sans trop de conséquences sur le signal, a priori.

En poussant à 50 % les pertes consenties par égalisation des capacités $C_i = C_{det}$, le gain en tension doit encore être de 178 à 4.78 MHz, soit un produit gain-bande de 850 MHz. Il faut toutefois s'attendre à un ralentissement du signal par rapport à un cas idéal, lequel viserait au maintien d'un rapport C_i/C_{det} entre 5 et 10. Le produit gain-bande irait de pair.

En pratique le schéma a été figé avec un gain nominal A_o de 3093 en boucle ouverte, chutant à près de 193 à 4.78 MHz comme le montre la figure 2.9.

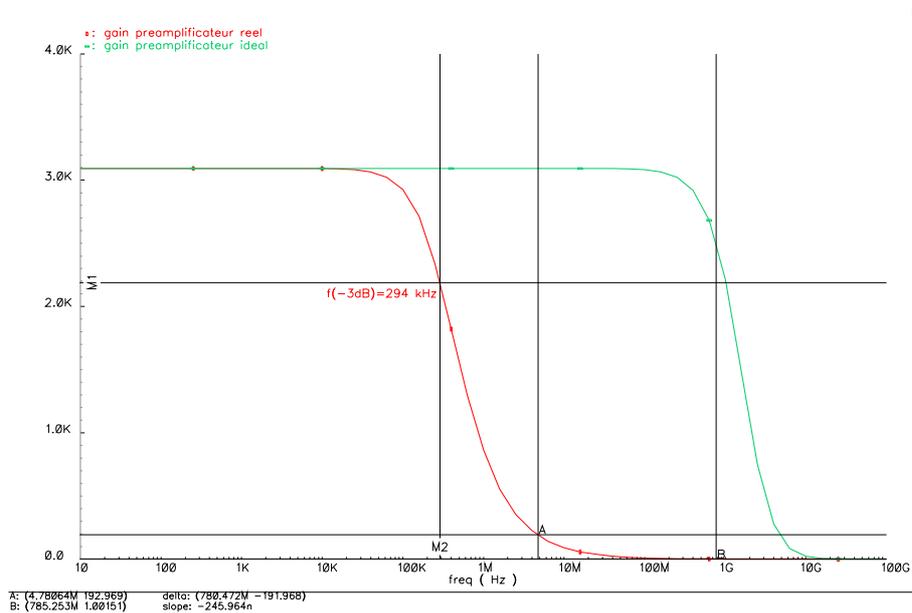


FIG. 2.9: Gains en tension des deux préamplificateurs de charge utilisés dans cette étude.

Le produit gain-bande s'élève, la réponse d'ensemble est plus que correcte avec un signal approchant les 78 mV, mais à environ 146 ns (1.56 mV/fC). Conformément aux attentes, le temps de réponse de l'amplificateur dessiné subit une augmentation de près de 60 %. L'effet sur le signal regardé à l'entrée est immédiat tel que l'illustrent les courbes en figure 2.10.

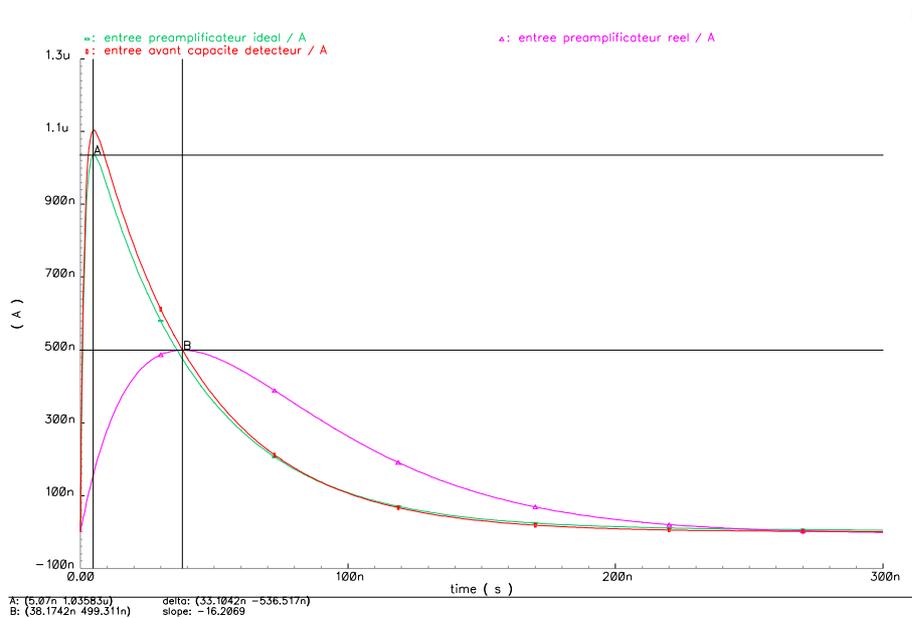


FIG. 2.10: Courants d'entrée des deux préamplificateurs de charge utilisés.

La contre-réaction perd de son efficacité en fréquence par manque de produit gain-bande, les courants de pic en entrée sont obtenus à des temps eux aussi très différents (38 ns contre 5 ns pour le cas idéal). L'approche qualitative par le biais de la constante de temps d'entrée (temps de réponse de l'amplificateur) prévoit

- Aux basses fréquences (relation 2.2), τ_i n'est lié qu'à l'impédance vue de l'entrée et donc qu'à la résistance R_f et au gain A_o . Quelle que soit la version de préamplificateur, leur impédance d'entrée propre est grande et celle vue de l'entrée dans la configuration en question ne dépend que de la contre-réaction. Elles sont identiques.
- Aux fréquences plus élevées, le temps de réponse (relation 2.3) ne dépend pour ainsi dire que du ω_o de l'amplificateur. Ce seul point diffère entre les deux versions (cf figure 2.9), le ralentissement de la pulse de courant d'entrée provient donc bel et bien d'un défaut de produit gain-bande sur l'amplificateur réel.

Vu de l'entrée ceci se traduit par une augmentation non désirée de l'impédance avec la fréquence comme le montrent les courbes simulées à la figure 2.11.

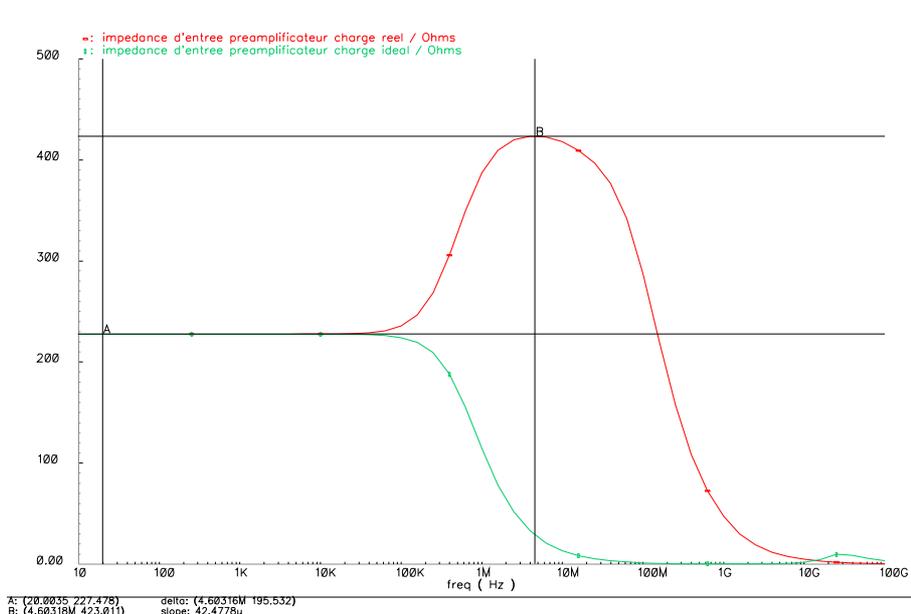


FIG. 2.11: Impédances vues de l'entrée pour les deux préamplificateurs de charge étudiés.

Au final, la collecte de la charge se fait tout simplement plus lentement que sur la version idéale sans que le préamplificateur dessiné n'induisse de déficit particulier (figure 2.12). La résistance de contre-réaction limite l'amplitude de sortie.

Les courbes à la figure 2.13 représentent les caractéristiques obtenues en sortie des deux amplificateurs et du suiveur. L'étage suiveur montre son revers (gain de 0.852), l'amplitude pic de sortie décroît ainsi de 78 à 66 mV. Sa bande passante en revanche n'est pas limitative par rapport à celle du préamplificateur. Globalement, il ne doit altérer le rapport signal sur bruit final et le niveau de sortie apparaît suffisant pour attaquer la mise en forme analogique qui suit.

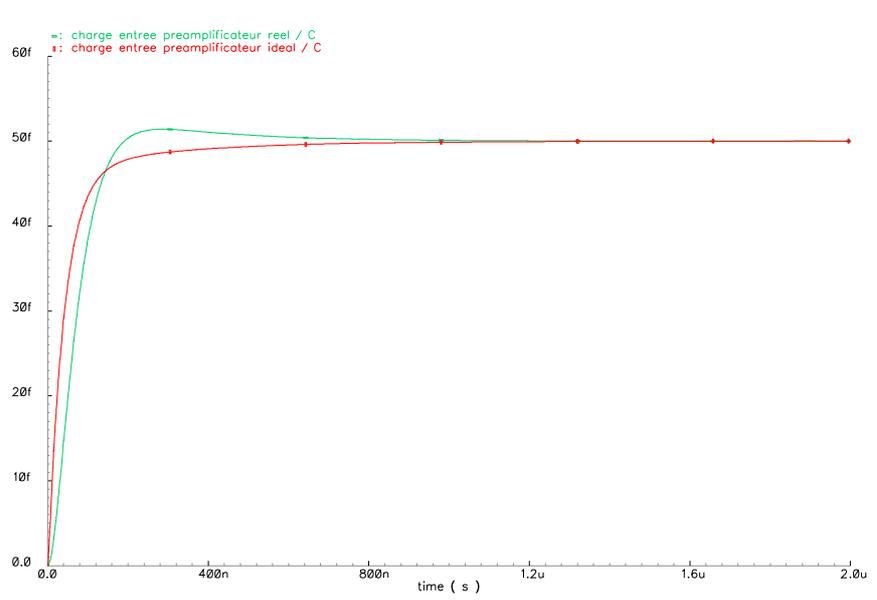


FIG. 2.12: Collectes de la charge avec les deux préamplificateurs utilisés.

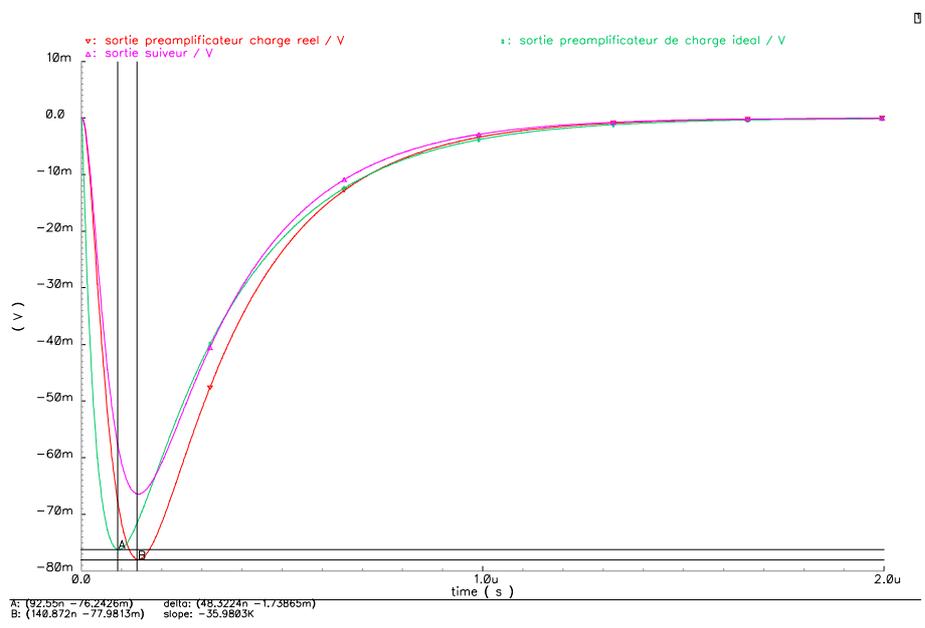


FIG. 2.13: Caractéristiques comparées en sortie du préamplificateur de charge développé et de la version modélisée de bande passante 2 GHz à -3 dB.

2.3.1.2 Contraintes de bruit

Note : les sources importantes de bruit prennent effet au début de la chaîne électronique, où le niveau du signal est minimal. Le bruit généré en ce point subit la même amplification que le signal, si bien que le bruit généré plus en aval de la chaîne devient négligeable comparativement au signal bruité amplifié. La discussion touchant au bruit électronique se focalise donc sur l'étage de préamplification, avec une attention particulière portée à son étage d'entrée.

Deux types de sources de bruit peuvent être distingués. Tout d'abord les sources effectivement en parallèle sur l'entrée et celles en série avec la source de signal. Les sources de bruit parallèle incluent par exemple les fluctuations du courant de fuite au sein du photodétecteur (APD) ou du courant grille-source du transistor à effet de champ (field effect transistor - FET) d'entrée du préamplificateur. Les sources de bruit série correspondent aux contributions de type Johnson associées aux résistances série et au bruit thermique dans le transistor FET d'entrée.

Le schéma basique d'un préamplificateur de charge sans la résistance de contre-réaction fournit une configuration idéale pour le bruit dont la valeur est minimisée.

- le bruit parallèle peut être négligé du fait qu'aucun élément dissipatif n'est connecté sur l'entrée.
- le bruit série est dominé par le transistor MOS d'entrée : $e_n^2 = 4kT\gamma/g_m$ avec g_m la transimpédance de ce transistor et γ son « body factor ».

Note : $\gamma_{NMOS} = 3.326 \sqrt{V}$ et $\gamma_{PMOS} = 1.159 \sqrt{V}$ pour les versions 3.3 V de la technologie choisie (0.35 μm de AMS).

Le transistor d'entrée est souvent optimisé pour le bruit avec un W/L élevé, ajusté en dimensions selon la règle d'appariement des capacités (« capacitive matching ») $C_{MOS} \propto WL = 1/3 C_{det}$. Le courant traversant le transistor d'entrée est lui-même ajusté pour abaisser le bruit par augmentation du g_m à W/L donné.

Le fait de placer R_f dans la boucle ramène un élément dissipatif sur l'entrée ce qui induit une augmentation du bruit parallèle $i_n^2 = 4kT/R_f$. Une valeur de R_f grande réduit souvent ce bruit à une valeur négligeable, ce qui est le cas ici avec $R_f = 600 \text{ k}\Omega$.

Le premier transistor, un PMOS, a été dimensionné à $2500 \times 0.35 \mu\text{m}$, son g_m est de 36.6 mA/V avec un courant de 2.7 mA dans la branche. Le transistor source de courant de l'étage d'entrée possède un W élevé (360 μm) pour lutter contre le bruit série. Quant au transistor qui suit, monté en base commune, il ne joue pas de rôle capital d'un point de vue du bruit, son W/L conséquent ($1000 \times 0.7 \mu\text{m}$) est surtout nécessaire à l'obtention d'un gain important.

Comme résultat de simulation, le bruit a été mesuré en sortie de l'étage suiveur. Son gain de 0.852 ramène le gain global de l'étage de 3093 à 2636, soit les 66 mV d'amplitude maximale relevés sur la sortie pour 50 fC injectés (1.32 mV/fC).

La courbe présentée à la figure 2.14 indique un bruit intégré en tension de 155 nV² environ sur 1 GHz, soit 394 μV . Il correspond à une charge équivalente de bruit ENC de 1864 e-. Cette mesure a été effectuée avec la capacité de détecteur branchée.

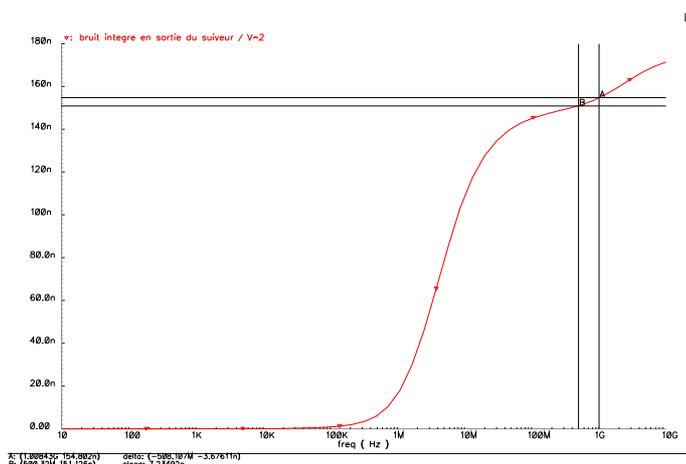


FIG. 2.14: *Bruit en tension intégré à la sortie de l'étage suiveur.*

2.4 Le dessin des masques

2.4.1 Une vue globale

Le préamplificateur de charge fonctionne en mode commun et à ce titre n'a pas posé de difficulté particulière (centroïde, appariement) lors du dessin des masques. Un gros effort a toutefois été fait pour les transistors de grandes dimensions tel le premier de l'étage. Le transistor d'entrée a en effet été subdivisé en 100 transistors de $25 \times 0.35 \mu\text{m}$, ce pour abaisser au maximum la résistance d'accès à la grille et ainsi éviter de faire croître le bruit parallèle.

Cette stratégie de dessin a d'ailleurs été suivie pour les autres transistors de dimensions élevées tel le second monté en base commune (25 pièces de $40 \times 0.7 \mu\text{m}$) ou les sources de courant.

Le dessin du bloc préamplificateur de charge comprend le réseau de contre réaction et l'étage suiveur. Le dessin des masques est présenté en figure 2.15.

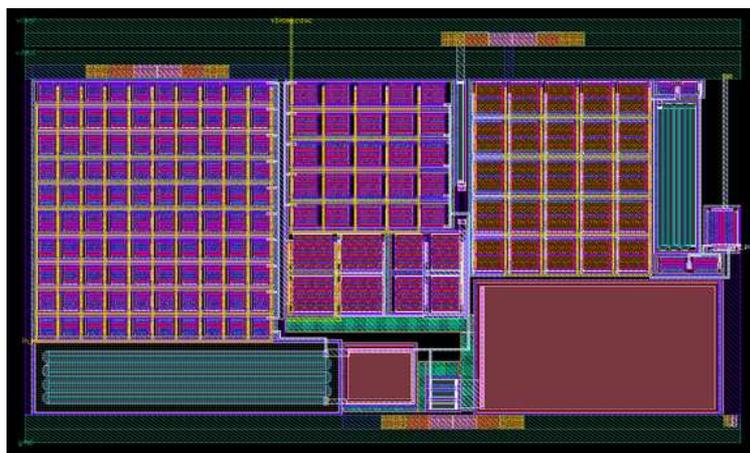


FIG. 2.15: *Dessin des masques du préamplificateur de charge avec son suiveur.*

2.4.2 Comparaison schéma - implantation

Les schéma et implantation ont été comparés pour vérifier la bonne réponse de l'amplificateur après dessin des masques et la tenue en fréquence. A ce titre, une version de l'implantation « av_extracted » a été utilisée, sous sa forme RC comprenant à la fois les résistances et capacités parasites.

Le dessin du préamplificateur de charge en un tenant ne permet pas de descendre dans la hiérarchie comme pour le schéma. De fait, les caractéristiques de l'amplificateur lui-même n'ont pu être « mesurées », laissant seules l'entrée globale et la sortie du suiveur visibles. Graphiquement, les résultats se trouvent aux figures 2.16 et 2.17 ci-après.

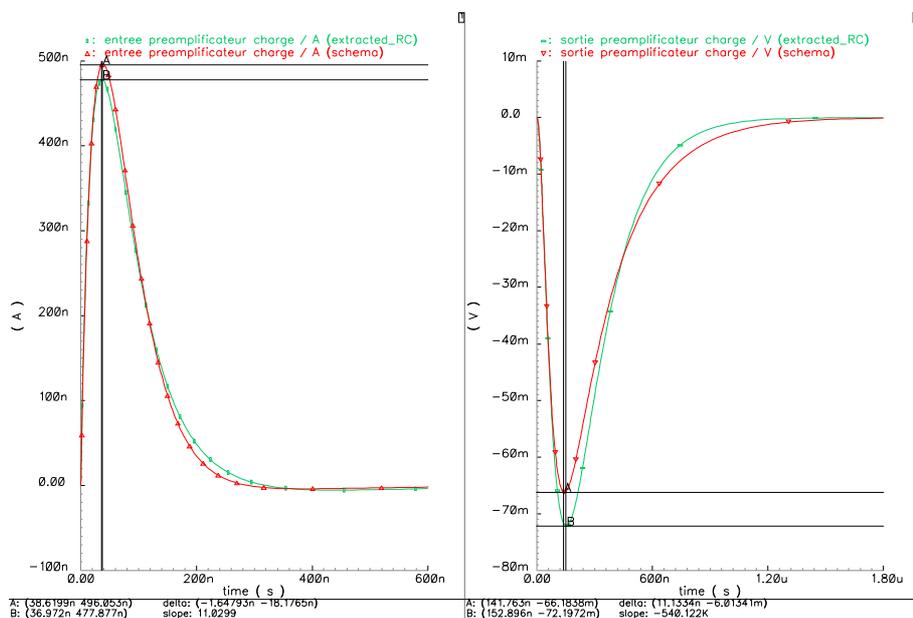


FIG. 2.16: Caractéristiques d'entrée et de sortie comparées entre le schéma et l'implantation physique pour le préamplificateur de charge.

En sortie, l'amplitude atteint quelques 72.2 mV pour le « layout » contre 66.4 mV en schématique, d'où un léger surcroît de gain. La tension gagne en revanche son pic avec 9 ns de retard, conséquence logique du gain plus élevé. Le « slew rate » n'est absolument pas affecté, les temps de montée et de décroissance sont même plus courts sur la version « layout ». Globalement, cette dernière offre de meilleures performances que son homologue schématique.

Pour ce qui est du bruit mesuré sur la sortie, il augmente sur la version « layout », passant de 155 nV² à 175 nV² (sur 1 GHz), soit un accroissement de 6 % de la tension de bruit. Ramené sur l'entrée, avec l'augmentation du gain constatée (1.444 mV/fC), le bruit chute légèrement, passant de 1864 e- à 1810 e-.

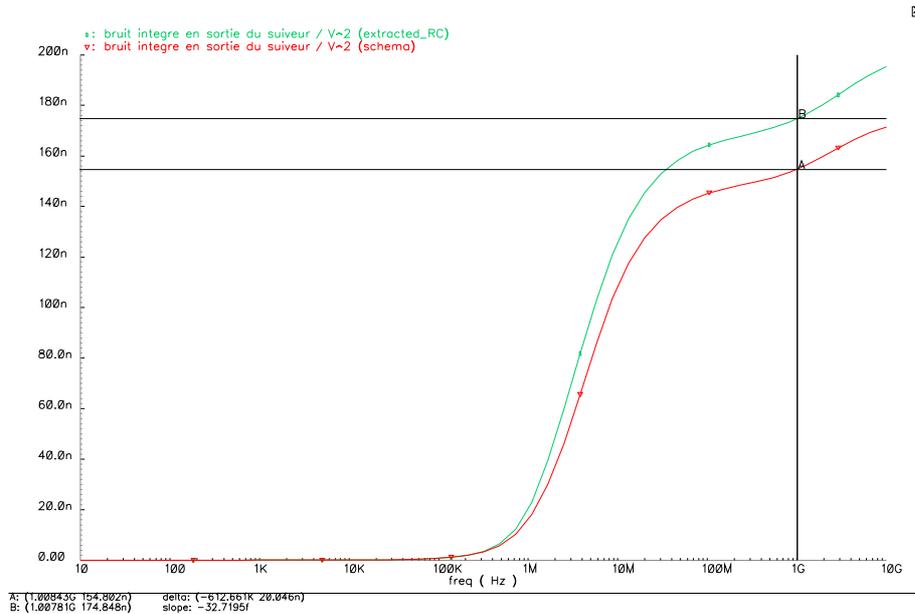


FIG. 2.17: Comparatif schéma-implantation des niveaux de bruit intégrés en sortie du préamplificateur de charge.

2.5 Le test des circuits

2.5.1 Deux envois en fonderie

Pour des raisons de coût, le préamplificateur n'a jamais été envoyé seul chez le fondeur mais toujours accompagné d'un minimum de blocs à tester. Deux itérations ont eu lieu durant la dernière année de cette thèse, en janvier et avril 2006 respectivement, toutes deux avec le même contenu fonctionnel.

Ainsi prennent place dans le boîtier un préamplificateur de charge seul, une mise en forme différentielle suivie d'un pilote actif (« driver »), une chaîne préamplificateur de charge - mise en forme - suiveur, une chaîne préamplificateur de charge - mise en forme - pilote et un pilote seul.

Entre ces deux versions, une modification majeure a toutefois été apportée à la structure amplificatrice de l'étage de mise en forme différentiel pour lequel la première montrait quelques instabilités de comportement transitoires, certes amorties, mais bien présentes. Ses dimensions et courants avaient été trop ajustés et le fonctionnement d'ensemble n'a pas supporté la présence des éléments parasites lors du passage à l'implantation. Pressé par les délais, l'envoi de ce premier circuit a tout de même eu lieu avec constatation des faits après coup.

La deuxième version corrige donc le tir sur ce plan après reprise totale de l'amplificateur. La décision d'envoyer cette nouvelle structure a été prise après de nombreuses simulations parasitiques. Les deux circuits se dénomment INNOTEP_v1 et INNOTEP_v2 respectivement, du nom de la collaboration.

2.5.2 Conditions expérimentales

Quelle que soit la voie testée si ce n'est le pilote actif de sortie, chacune a été testée en injectant une charge de valeur connue au moyen d'un échelon de tension et d'une capacité. Le pilote a été développé pour l'occasion pour sortir du boîtier confortablement et sans charger le dernier étage de la chaîne ni atténuer le signal.

2.5.3 Résultats

Le préamplificateur de charge fonctionnait parfaitement dès la première itération, il n'a pour cette raison subi aucune modification avant le deuxième envoi en fonderie. Les représentations graphiques 2.18 et 2.19 présentent les signaux recueillis sur la sortie d'un circuit INNOTEPE_v1 pour deux charges injectées différentes, de 20 et 100 fC respectivement.

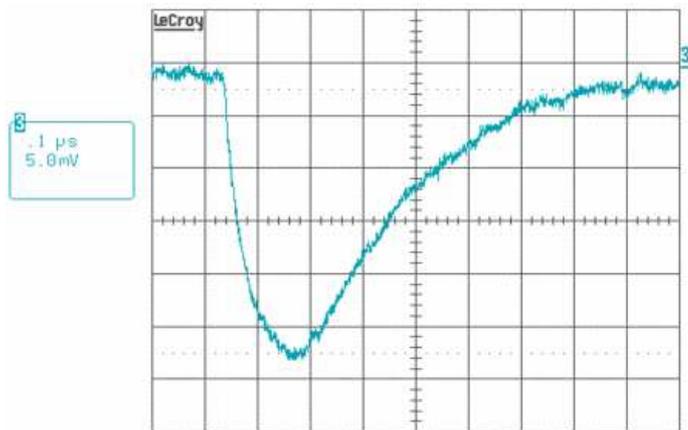


FIG. 2.18: Signal en sortie de préamplificateur de charge d'un circuit INNOTEPE_v1 pour une charge injectée de 20 fC.

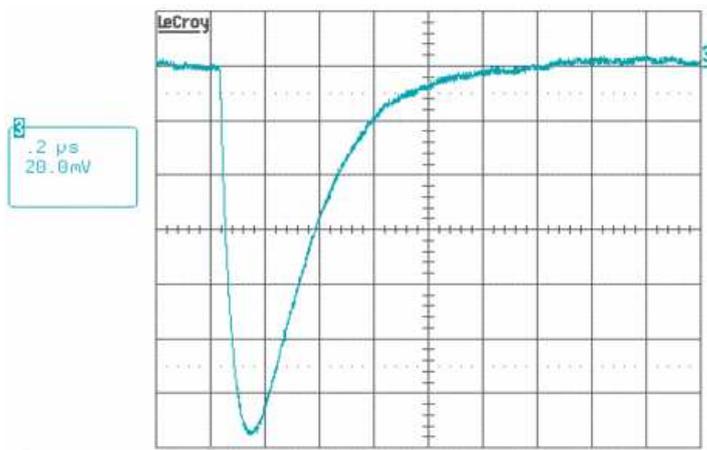


FIG. 2.19: Signal en sortie de préamplificateur de charge d'un circuit INNOTEPE_v1 pour une charge injectée de 100 fC.

Des oscillations apparaissent sur les lignes de base des signaux enregistrés, ceci volontairement, en laissant les alimentations du circuit à leurs valeurs par défaut. Les amplitudes sont conformes aux attentes avec 26,5 mV pour 20 fC et 136 mV pour 100 fC. Les gains associés sont de 1.32 mV/fC et 1.36 mV/fC, très proches de la valeur simulée de 1.444 mV/fC avec la version parasitée de l'implantation composants.

Les deux versions testées du préamplificateur sont identiques, les cinq circuits supplémentaires issus du deuxième lot se devaient en toute logique d'augmenter la statistique et confirmer les résultats du premier. A ce titre le tableau 2.1 qui suit liste des valeurs expérimentales mesurées pour cinq circuits issus de chaque fonderie.

Circuits	Préamplificateur de charge			
	INNOTEV_v1		INNOTEV_v2	
	A_{iv} /mV/fC	ENC /e-	A_{iv} /mV/fC	ENC /e-
1	1.348	2165	1.329	2723
2	1.330	2166	1.327	2699
3	1.346	2165	1.311	2974
4	1.329	2242	1.316	2641
5	1.346	2184	1.307	2825
Moyenne	1.338	2185	1.318	2773

TAB. 2.1: Valeurs de gain du préamplificateur de charge et charge équivalente au bruit ramenée à l'entrée, mesurés pour cinq circuits de chaque fonderie.

Les attentes sont confirmées en partie pour ce qui touche aux valeurs de gain, très comparables au vu des dispersions qu'il peut y avoir sur silicium lors des phases de gravure. En effet, des valeurs moyennes de 1.338 mV/fC et 1.318 mV/fC pour INNOTEV_v1 et INNOTEV_v2 sont constatées, lorsqu'une simulation avec les éléments parasites laisse espérer 1.444 mV/fC. Cela représente une variation de moins de 10 %.

Les mesures de bruit sont bien plus mauvaises pour le deuxième lot avec une augmentation relative inexplicable de près de 27 % par rapport au premier (2773 e- contre 2185 e-). Les mesures ont été effectuées avec le préamplificateur seul, sans aucun filtrage. Les derniers chiffres sont bien loin de ceux prédits par les simulations puisque 1810 e- étaient attendus. Toutefois, tous les préamplificateurs de charge entrent dans les spécifications fixées au départ.

Les réseaux de courbes présents aux figures 2.20 et 2.21 donnent une idée de la linéarité et de l'écart à la linéarité mesurés expérimentalement pour les circuits INNOTEV_v1. Les deux graphiques qui suivent (figures 2.22 et 2.23) affichent les mêmes grandeurs pour la version v2 du circuit.

Les écarts à la linéarité sont homogènes de circuit à circuit. Les données mesurées sont globalement moins bonnes pour la deuxième fonderie, avec un maximum de non-linéarité de 7 % environ pour les faibles valeurs de charges injectées contre 2.5 % auparavant.

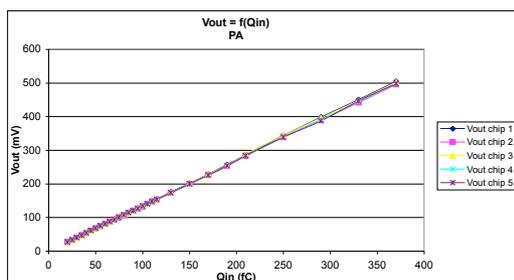


FIG. 2.20: Linéarité des préamplificateurs de charge pour les cinq circuits INNOTEP_v1.

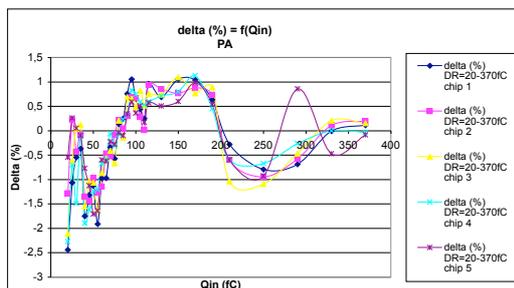


FIG. 2.21: Ecart à la linéarité des préamplificateurs de charge pour les cinq circuits INNOTEP_v1.

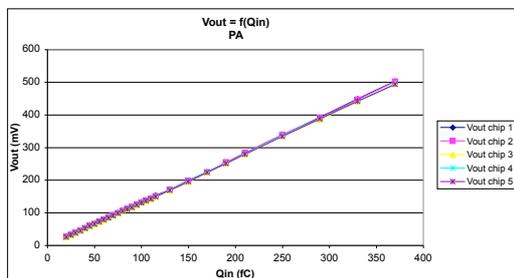


FIG. 2.22: Linéarité des préamplificateurs de charge pour les cinq circuits INNOTEP_v2.

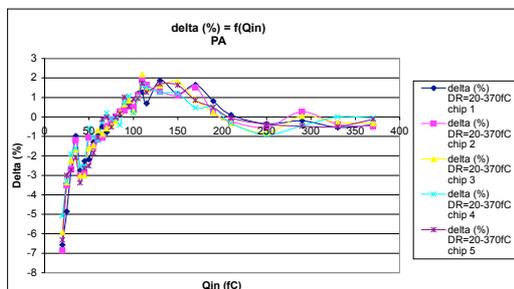


FIG. 2.23: Ecart à la linéarité des préamplificateurs de charge pour les cinq circuits INNOTEP_v2.

Chapitre 3

Une mise en forme analogique différentielle

3.1 La fonction de cet étage

En aval du préamplificateur de charge, étage peut-être le plus critique de l'électronique analogique frontale, prend communément place un circuit de conditionnement du signal, analogique. Au signal d'entrée en courant, désormais intégré, correspond un signal dont l'amplitude en tension reflète l'énergie déposée par le rayonnement dans le détecteur. Ce signal n'a pu être amplifié suffisamment mais se situe à un niveau confortable pour attaquer l'étage de mise en forme ou « shaper ».

Plus que jamais avec les étages de mise en forme, le parallèle entre les domaines fréquentiel et temporel se ressent. L'objectif de ces blocs est double

- Ils visent en premier lieu à l'amélioration du rapport signal sur bruit par restriction de la bande passante et à s'adapter au temps choisi pour la mesure. Cela passe généralement par l'accroissement de la largeur d'impulsion pour réduire le bruit électronique en présence. Le nouveau signal est plus arrondi en son sommet ce qui facilite la prise d'amplitude, amplitude toujours représentative de l'énergie.
- Parallèlement, une réduction de la largeur des impulsions est recherchée afin d'éviter les effets d'empilement.

Ces deux enjeux sont conflictuels et poussent nécessairement vers un compromis. Il arrive que la quête du minimum de bruit soit prépondérante, ou que ce soit le taux de comptage. La parfaite adaptation est le plus souvent le fruit d'un travail expérimental tant les facteurs pondérants sont nombreux, la mise en forme optimale étant une affaire d'application, au cas par cas.

3.2 La réalisation d'une mise en forme

L'importance relative des diverses sources de bruit électronique dans le rapport signal sur bruit final mesuré dépend grandement des choix faits pour la mise en forme. Toutes les méthodes illustrées à la figure 3.1 nécessitent une prise de décisions vis-à-vis des paramètres jouant sur les caractéristiques temporelles des réseaux utilisés.

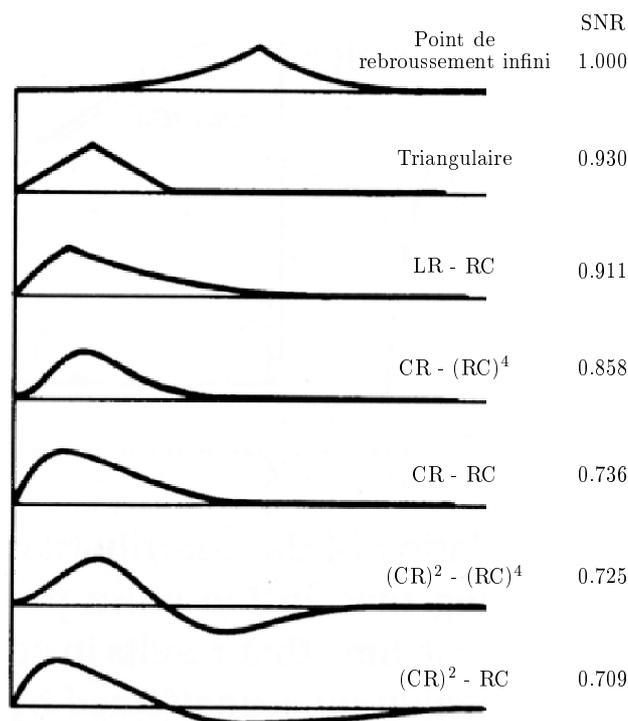


FIG. 3.1: Les rapport signal sur bruit SNR sont rapportés en fonction des mises en forme. Les valeurs sont exprimées relativement à la forme optimale qui correspond à un point de rebroussement infini. Le terme LR définit une « ligne à retard ».

Le spectre en fréquence du bruit est étendu comparativement au spectre du signal, confiné dans une bande beaucoup plus étroite. De ce fait, la mise en forme agit comme un filtre sélectif censé supprimer autant que faire se peut les parties inutiles du spectre sans trop atténuer les composantes intéressantes que constitue le signal.

Le rapport signal sur bruit est optimal lorsqu'une courbe avec un point de rebroussement infini est obtenue (cf figure 3.1).

L'électronique numérique montrerait ici sa puissance et sa souplesse, tant elle serait à même de réaliser aisément ce genre de mise en forme. En analogique, les mises en forme sont obtenues par suite de différentiations et d'intégrations. Une combinaison des deux dans des proportions étudiées permet l'obtention d'un signal dont le temps de passage au pic se fait à une valeur choisie. Regardé en fréquence, les valeurs hautes et basses du spectre sont éliminées. La flexibilité offerte n'égale pas celle des technologies numériques et la complexité augmente comparativement.

3.2.1 Dépendances du bruit avec le temps de mise en forme et la capacité du détecteur

A la figure 3.2 la contribution du bruit série devient moins importante à mesure que le temps de mise en forme est allongé, en contrepartie de quoi le bruit parallèle augmente. Le bruit en $\frac{1}{f}$ pour sa part est présent indépendamment de la valeur du temps choisie. L'effet combiné de ces trois sources, en quadrature, mène à une contribution globale de bruit croisant un minimum. Cet optimum se produit généralement en un point auquel les bruits parallèle et série sont identiques.

La proportion de bruit série, telle une fraction du signal, croît avec la capacité de détecteur C_{det} alors que la part relative de bruit parallèle ajoutée au signal reste insensible à celle-ci. Pour cette raison, l'optimum de mise en forme tend vers des valeurs plus fortes pour les détecteurs de fortes capacités, mais le bruit parallèle (fluctuations du courant de fuite de l'APD par exemple) prend de l'importance. Une optimisation expérimentale de la valeur semble être la procédure la plus appropriée lors de la phase d'approche d'un nouveau système d'acquisition.

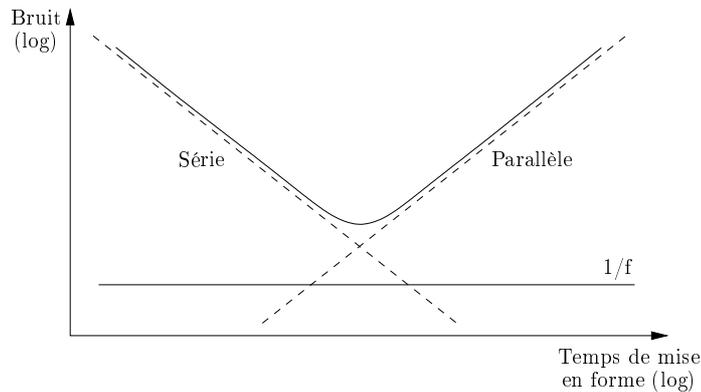


FIG. 3.2: *Mesure expérimentale du meilleur temps de mise en forme.*

3.2.2 Le compromis SNR - complexité

Les formes triangulaires (figure 3.1) offrent un très bon SNR mais sont difficiles à obtenir en analogique sous peine de compliquer énormément les schémas. Il en est de même pour la forme trapézoïdale qui ne figure pas ici. Celle-ci est intéressante du fait de son maximum « plat », utile pour les détecteurs dont le temps de collecte des charges dépend de la position d'interaction. Cela évite les problèmes liés au déficit balistique.

Les mise en forme les plus communes sont les CR-RC et CR-RC² de SNR relatifs compris entre 0.7 et 0.8. La perte n'est que de 20 à 30 % environ par rapport à l'optimum et les circuits gagnent beaucoup en simplicité. A mesure que l'ordre n augmente (CR-(RC) ^{n}) la forme se rapproche d'une gaussienne mathématique de SNR croissant, la différence devient négligeable à partir de $n = 4$. Le plus souvent, cela ne se justifie pas par rapport à un simple CR-RC ou CR-RC².

3.3 La mise en forme de type CR-RC

La représentation basique d'une mise en forme CR-RC est donnée à la figure 3.3.

Ce schéma traditionnel n'est constitué que d'éléments passifs, l'amplificateur servant d'étage « tampons » pour éviter les influences mutuelles du circuit CR sur le RC et inversement. Les circuits peuvent être étudiés séparément.

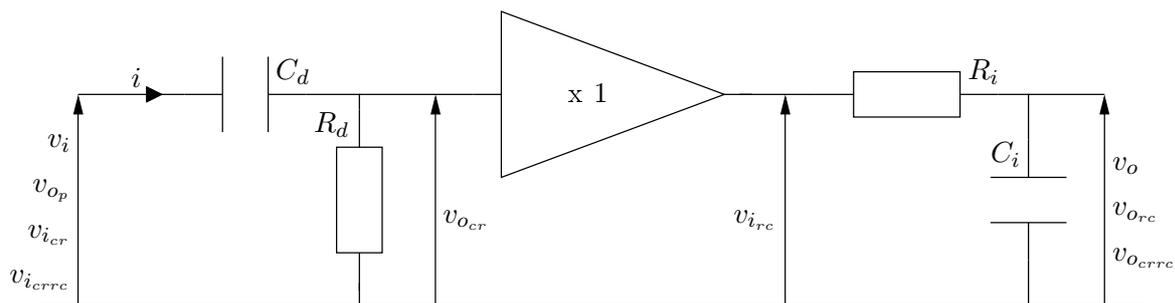


FIG. 3.3: *Synoptique simpliste d'un circuit de mise en forme de type CR-RC.*

3.3.1 Etude du circuit CR

La relation temporelle liant la sortie du circuit CR $v_{ocr}(t)$ à l'entrée $v_{icr}(t)$ s'écrit

$$\frac{v_{ocr}}{\tau_d} + \frac{dv_{ocr}(t)}{dt} = \frac{dv_{icr}(t)}{dt} \quad \text{avec la constante de temps} \quad \tau_d = R_d C_d \quad (3.1)$$

Si la constante de temps τ_d est suffisamment petite devant la durée du signal placé sur l'entrée, la sortie est proportionnelle à la dérivée du signal d'entrée par rapport au temps. Le nom de différentiateur provient de là.

$$\frac{v_{ocr}}{\tau_d} \approx \frac{dv_{icr}(t)}{dt}$$

Le cas opposé pour lequel la constante de temps serait grande au regard de la durée du signal, le premier terme de l'équation 3.1 disparaît laissant

$$\frac{dv_{ocr}(t)}{dt} = \frac{dv_{icr}(t)}{dt} \quad \Leftrightarrow \quad v_{ocr}(t) = v_{icr}(t)$$

Aucune différentiation n'a lieu dans ce cas limite, le signal passe sans altération.

3.3.1.1 Signal d'entrée sinusoïdal

La résolution de l'équation différentielle 3.1 pour un signal d'entrée sinusoïdal $v_{icr}(t) = V_{icr} \sin(\omega t)$ donne lieu à

$$v_{ocr}(t) = V_{icr} |A| \sin(\omega t + \varphi)$$

où

$$|A| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}}, \quad \varphi = \tan^{-1}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) \quad \text{et} \quad \omega_c = \frac{1}{\tau_d}$$

Pour les hautes fréquences $\omega \gg \omega_c$, $|A| \approx 1$, le filtre ne les atténue pas. Pour les très basses fréquences en contrepartie ($\omega \ll \omega_c$), $|A| \approx 0$ et le filtre se met à atténuer, avec un blocage total du signal pour $\omega = 0$.

3.3.1.2 Réponse à un échelon

A un signal d'entrée échelon tel que

$$v_{i_{cr}}(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ V_{i_{cr}} & \text{si } t \geq 0 \end{cases}$$

le montage CR répond en faisant apparaître à sa sortie un signal en tension de forme

$$v_{o_{cr}}(t) = V_{i_{cr}} e^{-t/\tau_d}$$

A noter que le front montant de l'échelon, très raide, n'est pas différencié par le montage dès l'instant où la valeur de τ_d est grande par rapport au temps de montée. Le signal passe ainsi sans conséquence temporelle vers la sortie et son amplitude n'est pas affectée. Pour le reste, la forme correspond à la charge de la capacité aux bornes de la résistance.

3.3.2 Etude du circuit RC

Pour un signal d'entrée $v_{i_{rc}}(t)$ le signal en sortie du circuit prend la forme suivante

$$v_{o_{rc}}(t) + \tau_i \frac{dv_{o_{rc}}(t)}{dt} = v_{i_{rc}}(t) \quad \text{avec la constante de temps} \quad \tau_i = R_i C_i \quad (3.2)$$

Si la constante de temps τ_i est suffisamment grande devant la durée du signal, le premier terme devient négligeable devant le second dans le membre de gauche de l'équation 3.2. Le nom d'intégrateur prend tout son sens.

$$\tau_i \frac{dv_{o_{rc}}(t)}{dt} \approx v_{i_{rc}}(t) \quad \Leftrightarrow \quad v_{o_{rc}}(t) \approx \frac{1}{\tau_i} \int v_{i_{rc}}(t) dt$$

L'autre cas limite où la constante de temps est très petite par rapport à la durée du signal, le second terme dans le membre de gauche devient négligeable et il reste

$$v_{o_{rc}}(t) \approx v_{i_{rc}}(t)$$

Les conditions d'intégration ne sont plus remplies, le signal passe à travers le filtre sans altération aucune.

3.3.2.1 Signal d'entrée sinusoïdal

Le signal de sortie du circuit RC pour un signal d'entrée sinusoïdal $v_{i_{rc}}(t) = V_{i_{rc}} \sin(\omega t)$ vaut par résolution de l'équation 3.2

$$v_{o_{rc}}(t) = V_{i_{rc}} |A| \sin(\omega t + \varphi)$$

où

$$|A| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}}, \quad \varphi = -\tan^{-1}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad \text{et} \quad \omega_c = \frac{1}{\tau_i}$$

Pour des fréquences élevées telles que $\omega \gg \omega_c$, $|A| \approx 0$, le filtre consiste en un bouchon. En basses fréquences ($\omega \ll \omega_c$), il vient $|A| \approx 1$, le filtre laisse passer le signal sans atténuation.

3.3.2.2 Réponse à un échelon

Pour le même échelon de tension que pour le montage CR présenté avant

$$v_{i_{rc}}(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ V_{i_{rc}} & \text{si } t \geq 0 \end{cases}$$

le montage RC répond en faisant apparaître à sa sortie un signal en tension de forme

$$v_{o_{rc}}(t) = V_{i_{rc}}(1 - e^{-t/\tau_i})$$

Le montage se comporte comme un intégrateur tant que τ_i est grande par rapport aux composantes fréquentielles du signal. L'intégrale mathématique d'un échelon devrait être une droite de pente positive. Lors du front montant, cette condition est respectée et la tension de sortie croît linéairement. Après un temps suffisamment long la constante de temps du circuit n'apparaît plus grande comparativement et la notion d'intégration est perdue. A la limite, le niveau de sortie finit par atteindre l'amplitude de l'échelon.

3.3.3 Association CR-RC

3.3.3.1 Réponse à un échelon

La combinaison de deux étages CR et RC autorise, par extension, le contrôle des temps de montée et décroissance du signal. La réponse à l'échelon de tension

$$v_{i_{crrc}}(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ V_{i_{crrc}} & \text{si } t \geq 0 \end{cases}$$

s'écrit

$$v_{o_{crrc}}(t) = \frac{V_{i_{crrc}} \tau_d}{\tau_d - \tau_i} (e^{-t/\tau_d} - e^{-t/\tau_i})$$

qui prend la forme suivante dans le cas où les constantes de temps de différentiation et d'intégration τ_d et τ_i sont identiques

$$v_{o_{crrc}}(t) = V_{i_{crrc}} \frac{t}{\tau_{di}} e^{-t/\tau_{di}} \quad \text{avec} \quad \tau_{di} = \tau_d = \tau_i$$

Cette tension passe par un maximum $V_{o_{crrc}}$ en $t = \tau_{di}$

$$V_{o_{crrc}} = \frac{V_{i_{crrc}}}{e} \quad \text{avec} \quad e = e^1 \approx 2.718282 \quad (3.3)$$

La tension maximale en sortie est quasiment diminuée d'un facteur 3 par rapport à la valeur d'entrée.

3.3.4 Configuration active de la mise en forme CR-RC

La forme passive du « shaper » CR-RC décrite ci-avant n'est pas ou plus utilisée aujourd'hui pour plusieurs raisons, que ce soit en électronique ou microélectronique.

- Elle nécessite l'utilisation d'un isolateur d'impédance n'atténuant pas le signal. Celui-ci prend forme autour d'un amplificateur opérationnel le plus souvent.
- Conformément à la théorie, le signal réel ne satisfait jamais aux conditions limites, si bien qu'un déficit balistique a lieu systématiquement entre l'entrée et la sortie. L'amplitude du signal est diminuée.

De ce fait, le montage utilisé ressemble plutôt à celui de la figure 3.4.

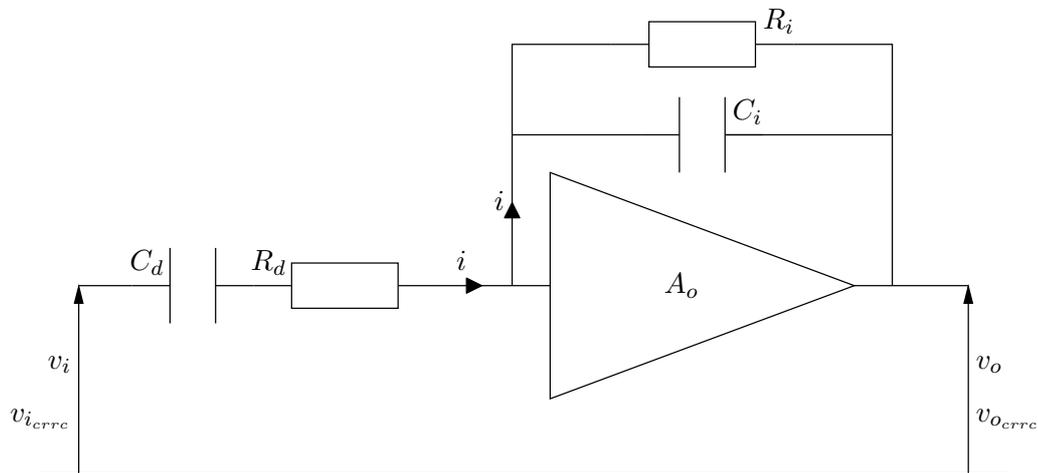


FIG. 3.4: Schéma classique d'un circuit de mise en forme de type CR-RC.

Il se prête très bien à l'application envisagée, laquelle nécessite à la fois une entrée et une sortie en tension. Ses propriétés principales sont listées ci-dessous :

- L'entrée du circuit CR est une tension, cela coïncide avec le signal du préamplificateur.
- Le réseau CR, passif pour une question de polarisation, se présente sous une forme « série » pour transformer le signal en courant.
- L'entrée du réseau RC « parallèle » se fait en courant.
- Sa sortie en tension permettra d'attaquer le convertisseur analogique-numérique.

Cette structure active est la seule configuration possible, son plus grand mérite étant sa capacité à offrir du gain en tension si besoin est, proportionnel au rapport des impédances.

3.3.5 Le choix des constantes de temps pour la mise en forme

Un des critères majeurs pour le choix des constantes de temps de mise en forme est le temps de collecte de la charge au niveau du détecteur.

Si le but est avant tout de réduire l'effet d'empilement, les constantes de temps seront maintenues faibles par rapport au temps de collecte, de façon à ce que les impulsions mises en forme puissent recouvrir leur ligne de base rapidement. Le déficit balistique constaté peut toutefois se révéler important (cf section 2.2.2.2). Avec des constantes de temps comparables aux temps de montée du signal du préamplificateur, l'impulsion commence à ne plus être perçue comme un échelon de tension par le réseau de mise en forme. Un déficit balistique subsiste toujours. Il ne peut être évité qu'en conservant les constantes de temps élevées par rapport au temps de collecte des charges dans le détecteur, mais le risque d'empilement augmente.

Pendant ce temps, le rapport signal sur bruit est influencé par ces choix. Les bruits série et parallèle déjà mentionnés aux sections 2.3.1.2 et 3.2.1 conduisent à un optimum temporel pour la tension de pic lorsque la minimisation de la contribution du bruit électronique est l'objectif premier. Il est à noter que cet optimum de bruit est obtenu fréquemment pour des constantes de temps τ_d et τ_i identiques, il est donc de coutume de symétriser les deux réseaux.

Cette recherche du minimum de bruit peut ne pas paraître importante dans les cas d'utilisation de scintillateurs, connus pour leurs piètres résolutions intrinsèques. Elle le devient cependant lorsque une précision importante est recherchée sur la mesure du temps d'arrivée des impulsions. Cependant, la meilleure résolution temporelle n'est pas nécessairement obtenue à ce point minimum car la précision du temps d'arrivée dépend aussi de la pente au point de déclenchement, directement ou non.

Le choix final des constantes de temps dépend vraiment de la situation et constitue un équilibre complexe entre plusieurs facteurs : le risque d'empilement, le déficit balistique, le bruit électronique et les contraintes liées à la mesure temporelle.

3.4 L'établissement d'un schéma

Intuitivement, un seuil de bruit sur l'entrée de 3000 e⁻ avait été estimé considérant que les contraintes temporelles prédomineraient par rapport à la mesure d'énergie. Le choix d'un temps de mise en forme se voulait donc tout naturellement guidé par le requis de mesure en temps plutôt que par le souci de minimisation du bruit électronique, à première vue négligeable par rapport aux fluctuations statistiques d'émission dans le cristal.

Aucune simulation sur l'application de la méthode de filtrage optimal aux signaux issus des couples cristal - APD n'avait encore été conduites au moment de l'établissement du schéma pour l'ensemble préamplificateur - mise en forme, si bien que des considérations plus empiriques étaient venues s'y substituer. Dès lors, une mise en forme de type CR-RC classique avec un « peaking time » de l'ordre de $3\tau_c$ a été choisie, τ_c valant 40 ns pour le LYSO. Ce temps plutôt long a permis de réduire à la fois les contraintes de produit gain bande du préamplificateur et de l'amplificateur utilisé pour la mise en forme active.

L'aspect taux de comptage - empilement relaté en section 1.4.1 n'est absolument pas venu pondérer le choix, car d'effet négligeable.

3.4.1 Conception de l'amplificateur

3.4.1.1 Gain et bande passante

L'amplificateur utilisé pour la mise en forme est contreréactionné et doit se montrer stable dans la configuration choisie.

Le gain en tension se veut élevé pour satisfaire à l'asservissement, la bande passante pour sa part est à calculer pour répondre correctement aux pires conditions d'excursion en sortie. La pente du signal de plus grande dynamique est à prendre en compte (« slew-rate »).

Au vu de la faible dynamique proposée par le préamplificateur de charge, un gain est octroyé à l'étage de mise en forme pour atteindre un niveau de sortie de 500 mV (mode commun) au minimum et attaquer l'ADC avec une dynamique suffisante et éviter autant que possible l'adjonction de gain dans ce dernier pour des raisons de linéarité.

Une amplification d'un ordre de grandeur en tension, obtenue avec un rapport de 30 sur les valeurs des composants des étages CR et RC selon la relation 3.3, paraît satisfaisante. Elle permet d'obtenir une amplitude maximale de sortie de quelques 700 mV en différentiel pour un signal d'entrée d'à peine 70 mV.

L'amplificateur est conçu avec une entrée différentielle malgré que le signal de détecteur soit resté en mode commun après le premier étage. La seconde entrée est reliée à la masse comme le montre l'illustration de la figure 3.5.

La constante de temps retenue est de 90 ns, donnant lieu à un « peaking time » approximatif de 120 ns pour un signal échelon. Avec le signal d'entrée réel, la valeur s'approche plutôt des 150 ns. Les valeurs des composants sont énumérées ci-après :

$$R_d = 3 \text{ k}\Omega$$

$$C_d = 30 \text{ pF}$$

$$R_i = 90 \text{ k}\Omega$$

$$C_i = 1 \text{ pF}$$

Pour l'estimation de la bande passante, le schéma de la figure 3.5 a été employé avec un amplificateur idéal de gain 15000 et de bande passante 2 GHz (-3 dB). Au signal issu du préamplificateur, l'étage de mise en forme répond comme le montrent les courbes de la figure 3.6.

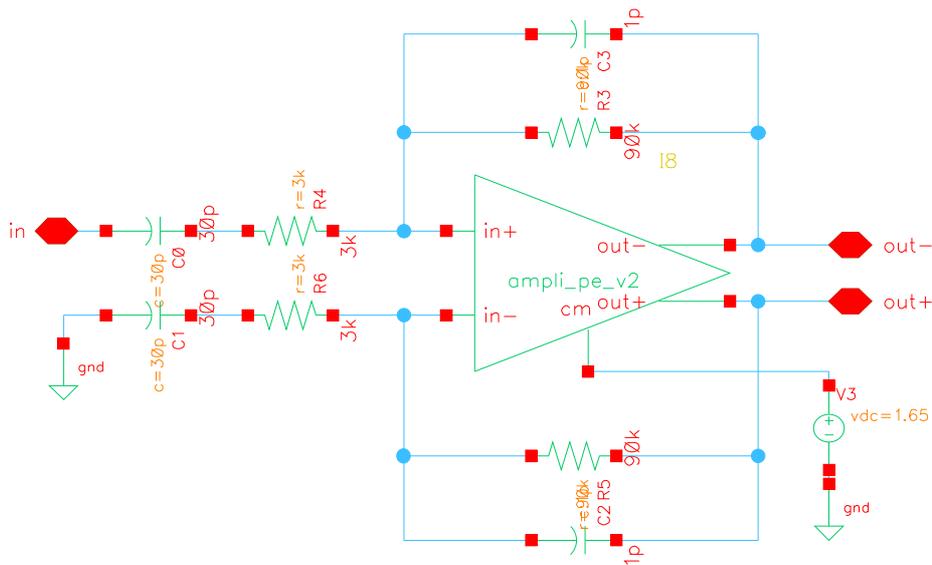


FIG. 3.5: Version du schéma utilisée pour l'étage de mise en forme différentiel.

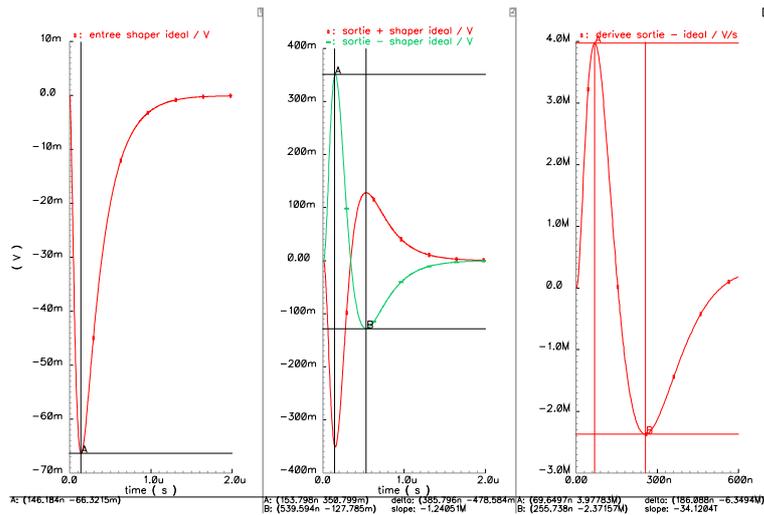


FIG. 3.6: Représentations graphiques des signaux de préamplificateur, des deux sorties de l'étage de mise en forme et d'une estimation du « slew-rate » instantané de sortie.

Déjà mentionné, le « peaking-time » du préamplificateur de charge est passé de 93 ns à 146 ns. Au premier ordre, c'est donc lui qui fixe le temps de mise en forme final et non le réseau CR-RC qui perd de son influence. La valeur finale se situe autour de 154 ns. D'un point de vue dynamique en revanche le signal est bel et bien amplifié d'un facteur 10 lorsque mesuré en différentiel (≈ 700 mV).

De manière analogue au préamplificateur, la dérivée donne l'image de la pente instantanée du plus grand signal de sortie. Au maximum de la dérivée, le calcul de la fréquence équivalente donne un majorant de la composante la plus élevée. La valeur s'élève à 3.98 MV/s qui correspond à une fréquence proche de 1.8 MHz.

Une relâche des contraintes sur le gain de l'amplificateur à cette fréquence permet d'espérer qu'il soit encore de 100 au moins pour que la contre-réaction fonctionne correctement. Cela permet une estimation du produit gain bande nécessaire qui, dans ces conditions, vaut quelques 180 MHz au minimum.

3.4.1.2 Structure retenue

La schéma interne de l'amplificateur s'est révélé de prime importance pour la conception du filtre. Le principe de la structure retenue est visible à la figure 3.7

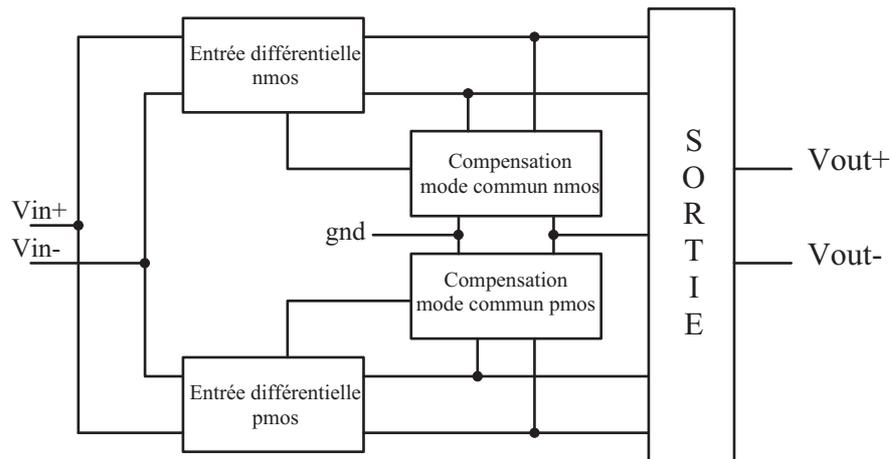


FIG. 3.7: *Synoptique de la structure amplificatrice choisie pour la conception de l'étage de mise en forme.*

La dynamique visée de 500 mV (bipolaire) sur chaque sortie de l'étage de mise en forme laisse une bonne liberté quant au choix de la structure de l'étage de sortie du fait de l'alimentation en 3.3 V des circuits. Toutefois, rien ne peut prédire que dans un futur ces amplitudes ne devront pas être augmentées. Pour cette raison un étage rail-à-rail a été choisi comme l'illustre le schéma de la figure 3.8.

Le bloc de sortie différentiel possède deux entrées, proches des deux alimentations. Il est très sensible car ce sont les $V_{gs} - V_T$ des transistors NMOS et PMOS qui fixent le courant dans chaque branche, directement. Cette structure offre du gain et les charges vues de chaque côté sont égales à :

$$R // \frac{1}{g_{ds_{NMOS}} + g_{ds_{PMOS}}} \quad \text{avec} \quad R \text{ une résistance de pont en sortie}$$

Les g_m des transistors NMOS et PMOS sont symétrisés afin que les amplifications soient similaires et les g_{ds} subissent le même traitement pour que les charges vues aux deux extrêmes de la dynamique soient les mêmes. Les transistors PMOS ont de ce fait un WL bien supérieur aux NMOS.

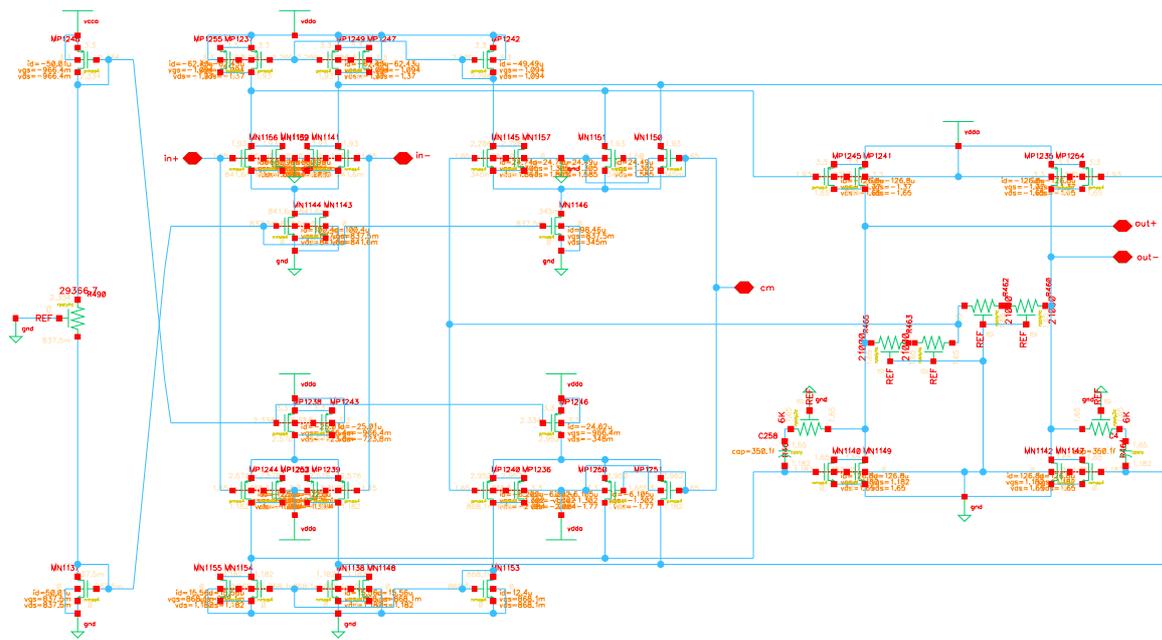


FIG. 3.8: Schéma de l'amplificateur conçu pour réaliser l'étage de mise en forme. Ses entrées et sorties sont différentielles, une contreréaction de mode commun est prévue.

Pour résumer, les modes communs d'entrée NMOS et PMOS de l'étage de sortie doivent satisfaire aux conditions d'obtention d'un courant identique. Autour de ces points de fonctionnement, la dynamique des signaux en provenance des étages d'entrée doit être identique près des deux alimentations, alors que l'étage de sortie ne charge pas les deux structures de la même façon.

La symétrie des gains des étages d'entrée se doit donc d'être excellente avec si possible une similarité des comportements en fréquence une fois chargés. En entrée de l'amplificateur viennent donc deux étages NMOS et PMOS aux fonctionnements parallèles. Leurs gains, de l'ordre de 300, ont principalement été ajustés (figure 3.9). L'étage de sortie fournit un gain de 50 environ, soit une valeur de 15330 pour l'ensemble de la structure en boucle ouverte. Le produit gain-bande calculé à la fréquence limite de 1.8 MHz s'élève à 362 MHz.

La faible dynamique du signal du préamplificateur ne contraint pas de trop la conception des étages d'entrée et de simples paires différentielles NMOS et PMOS à sorties différentielles sont employées. Le montage autorise des excursions potentiellement jusqu'aux rails, mais à g_m variable comme le présente la figure 3.10. Celui-ci peut subir une variation d'un facteur deux si les calculs sont faits.

Cette variation de g_m affecte tout particulièrement la valeur du produit gain-bande lorsque l'amplificateur travaille en grands signaux. Par suite, la marge de phase est touchée. Des compensations existent mais ne montrent pas d'utilité particulière ici étant donnée la faible amplitude du signal d'entrée. Il faut simplement veiller à travailler avec un mode commun près du milieu de la dynamique (1.65 V) pour ne pas subir ces « effets de bord ».

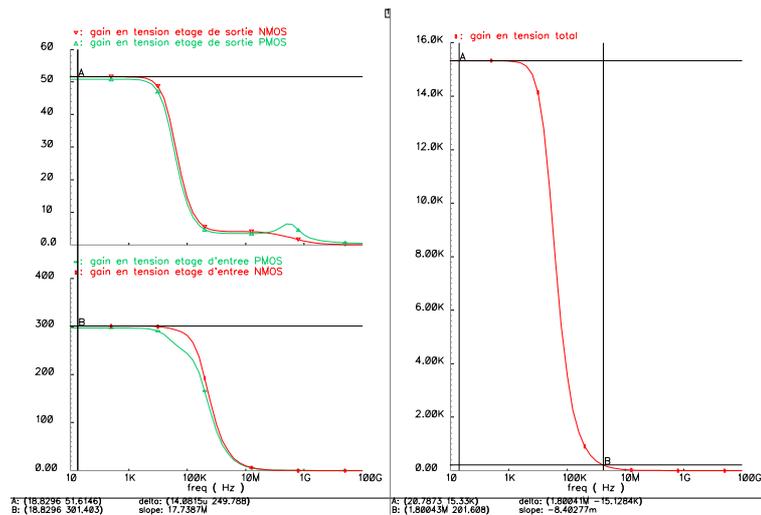


FIG. 3.9: Gains en tension au niveau des étages d'entrée, de sortie et d'ensemble de l'amplificateur développé pour la mise en forme du signal.

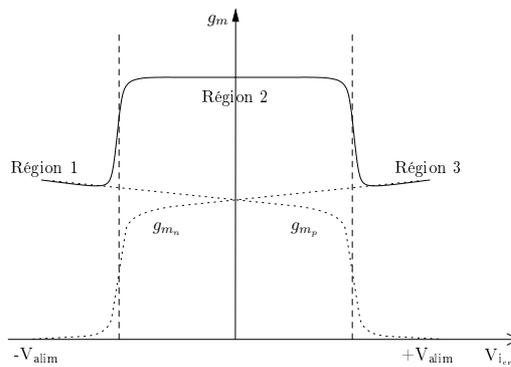


FIG. 3.10: Variation de la transconductance de l'étage d'entrée.

Comme toutes les structures entièrement différentielles, celle-ci requiert un asservissement de mode commun. Deux blocs différentiels, NMOS et PMOS, viennent en réplique des étages d'entrée et ajustent les niveaux DC à l'entrée de l'étage rail-à-rail de sortie. Une tension de référence est présentée à ces paires différentielles, elle est comparée au mode commun de sortie. L'obtention de ce dernier se fait par le biais d'un pont de résistance dont le point milieu traduit le niveau DC effectif de l'étage, y compris en fonctionnement dynamique.

La consommation de cet amplificateur est de $932 \mu\text{A}$ sous 3.3 V , soit environ 3.1 mW . Pour rappel le préamplificateur de charge consommait quelques 19.5 mW .

3.4.1.3 Les performances obtenues

Le fonctionnement de l'amplificateur, une fois monté en « shaper », a été comparé à celui obtenu avec l'amplificateur idéal utilisé jusqu'à présent. Les courbes représentatives des signaux temporels en sorties pour le signal d'entrée du préamplificateur sont présentées à la figure 3.11.

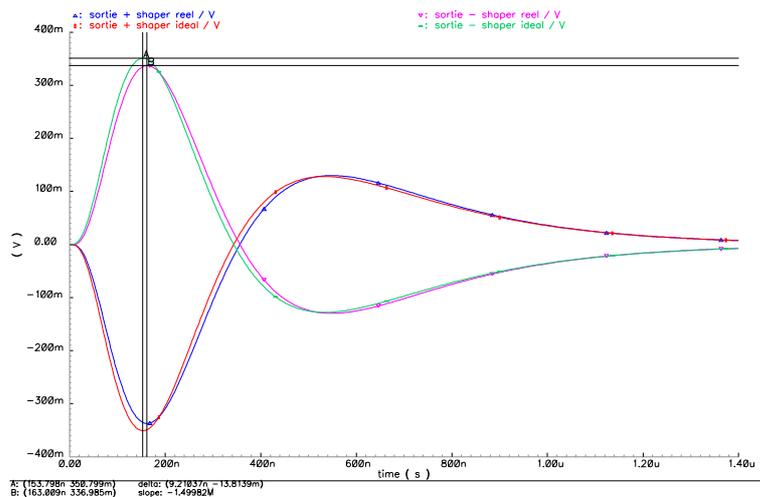


FIG. 3.11: Comparatif des signaux de sortie des étages de mise en forme pour les deux versions d'amplificateur, idéale et réelle.

L'amplificateur développé est visiblement un peu plus lent que la version idéale (« peaking time » à 163 ns contre 153 ns), mais le fonctionnement ne se trouve pas trop affecté par la restriction de bande passante. Le « shaper » réel concède près de 4 % en amplitude par rapport à son homologue idéal (674 mV en différentiel contre 702 mV), ce qui correspond au final à un gain en tension de 10.15.

Les résultats d'une simulation en bruit de la totalité de l'électronique frontale est présentée à la figure 3.12. Le niveau de sortie en tension est augmenté à $14.29 \mu\text{V}^2$ contre 155 nV^2 pour le préamplificateur seul. En tension, cela revient à 3.78 mV au lieu de 0.39 mV. Ce différentiel apparent incombe à la contribution propre de l'étage de mise en forme mais surtout à son amplification.

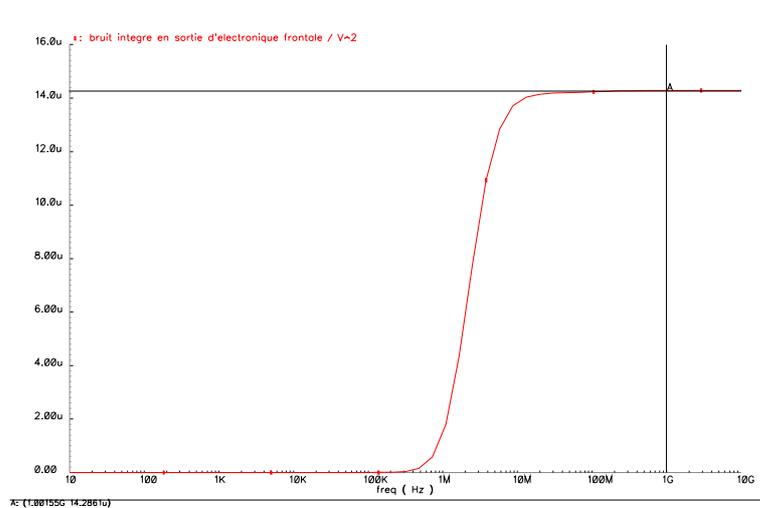


FIG. 3.12: Bruit en tension à la sortie de l'ensemble de l'électronique frontale.

La charge équivalente au bruit sur l'entrée s'élève dans ces conditions à 1753 e- avec un gain de 13.48 mV/fC, sachant qu'elle était de 1864 e- pour la schématique du préamplificateur seul.

Outre le fait de conserver un bruit ramené sur l'entrée identique, le signal et le bruit ont tout deux gagné un bon facteur 10 en tension. Cela ne bénéficie que très peu au rapport signal sur bruit qui s'élève à 178 alors qu'il était déjà de 167 en sortie du préamplificateur. Rien d'étonnant puisque la contribution du bruit haute fréquence est déjà éliminée par le préamplificateur comme le montrent les courbes de gain de la figure 3.13. Le « shaper » n'améliore les choses qu'en basses fréquences. Il permet toutefois de conditionner le signal et de s'affranchir des fluctuations qui pourraient survenir sur l'entrée comme des variations de la ligne de base suite à un empilement d'événements.

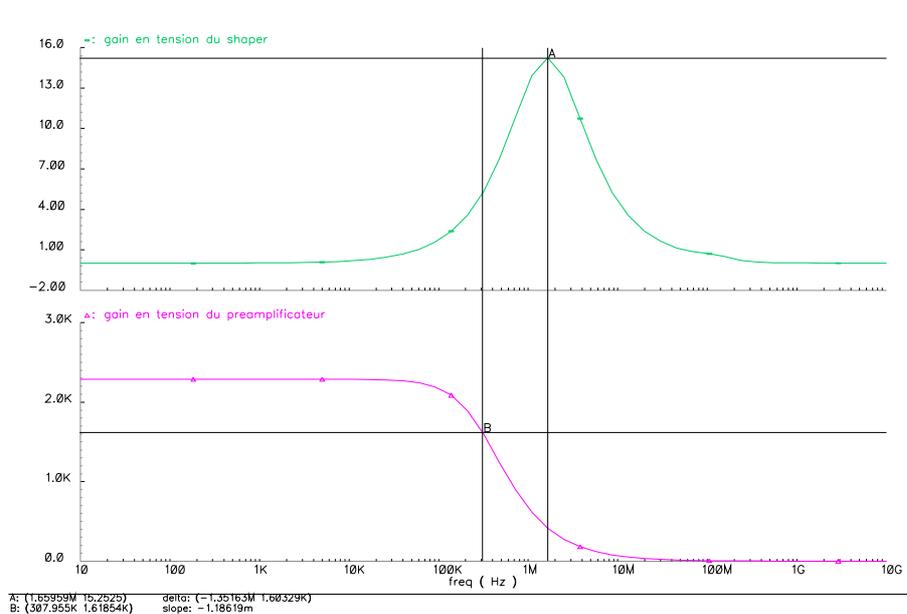
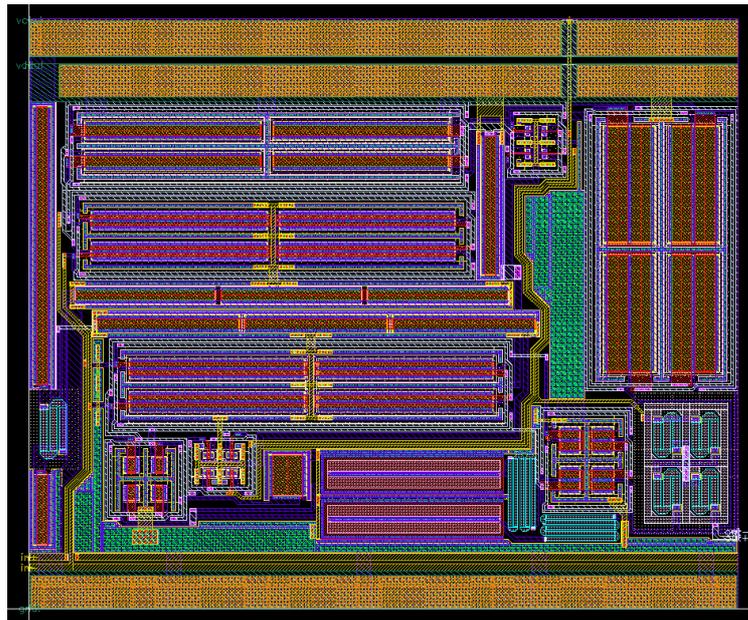


FIG. 3.13: Courbes de gain pour les préamplificateur et « shaper ».

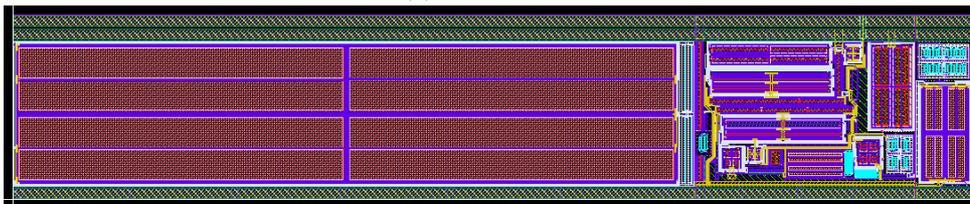
3.5 Le dessin des masques

3.5.1 Généralités

Le dessin des masques n'a pas posé de problème particulier. Un grand soin a été porté pour la réalisation de l'ensemble des blocs eut égard au fonctionnement entièrement différentiel de la structure. Les « layout » de l'amplificateur seul et du étage de mise en forme sont présentés aux figures 3.14a et 3.14b. Enfin, la figure 3.15 donne une information sur le contenu des deux circuits INNOTEV_v1 et INNOTEV_v2.



(a) Amplificateur



(b) Circuit de mise en forme

FIG. 3.14: Dessins des masques de l'amplificateur et du circuit de mise en forme.

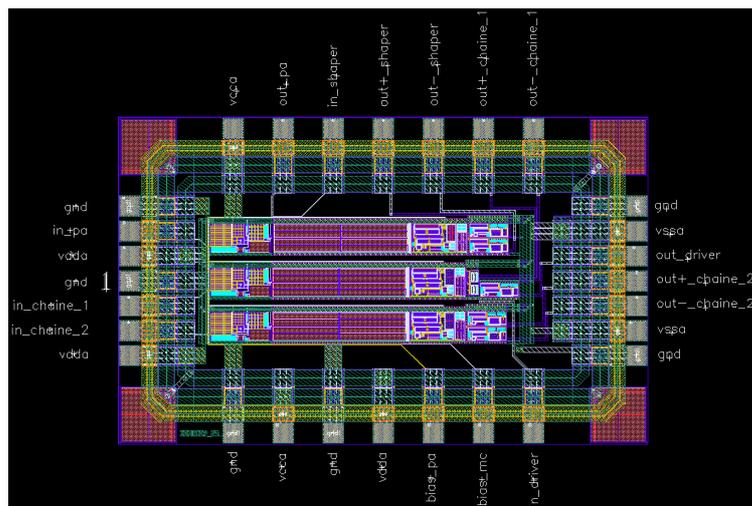


FIG. 3.15: Dessin des masques du circuit INNOTEV_v2, globalement identique à INNOTEV_v1.

3.5.2 Comparaison schéma - implantation

Comme pour le préamplificateur, le fonctionnement de l'étage de mise en forme a été vérifié par des simulations parasites avec résistances et capacités. L'entrée de la chaîne est celle du préamplificateur de charge. Les courbes temporelles de réponse de la structure à la sollicitation de l'APD sont présentées à la figure 3.16.

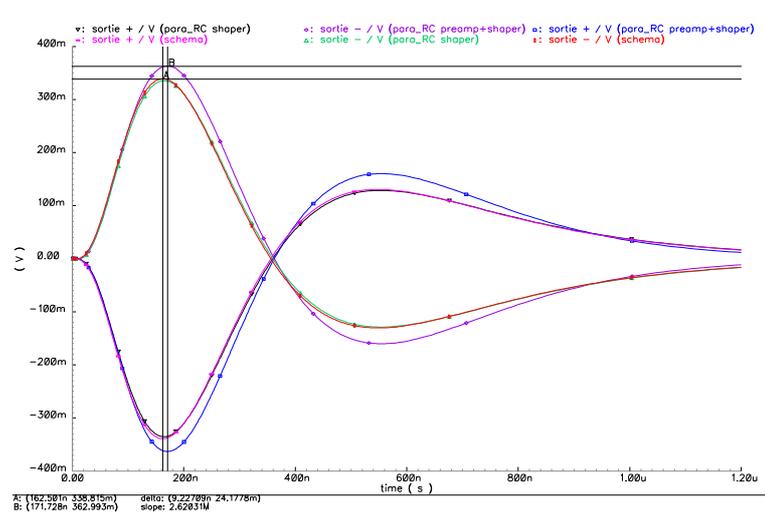


FIG. 3.16: *Caractéristiques de sortie comparées des versions schématique et parasitique de l'électronique frontale.*

Peu de surprise en ce qui concerne les résultats de simulations, les constantes de temps réparties œuvrent comme il se doit et ralentissent un tout petit peu le signal. Le « peaking time » grimpe aux alentours de 165 ns pour la version parasitée du « shaper » seul, contre 163 ns obtenues avec la schématique. L'excursion s'approche de 670 mV en différentiel alors que quelques 674 mV étaient obtenus précédemment avec le schéma. La perte est minime, la bande passante de l'amplificateur dessiné est bien suffisante.

Une autre simulation effectuée à partir des versions parasitées des préamplificateur de charge et « shaper » donne des résultats pour le moins différents. Les courbes le montrent, l'amplitude de sortie est augmentée de 670 mV à près de 726 mV en différentiel, cette progression provient de l'augmentation de gain déjà constatée pour le préamplificateur de charge dans sa version « layout ». Elle se retrouve ici simplement multipliée par le gain intrinsèque de l'étage de mise en forme.

Le « peaking time » atteint environ 172 ns contre 165 ns pour le préamplificateur en schématique, l'influence de ce dernier est bien visible. Pour le préamplificateur seul, cette variation était de 9 ns, le tout est cohérent.

La réponse en bruit de la chaîne dans sa version « layout » est visible à la figure 3.17, à nouveau comparée à la même simulation faite à partir du schéma de l'ensemble.

La tension de bruit augmente sur la sortie, passant de 3.78 à 4.11 mV soit environ 8.8 %. Compte tenu de l'accroissement du gain de 7.7 % de l'ensemble (726 mV contre 674 mV), cette valeur ne progresse que très peu une fois ramenée à l'entrée du préamplificateur de charge. De fait, la charge équivalente au bruit vaut désormais 1769 e- alors qu'elle était de 1753 e- pour le schéma. Le rapport signal sur bruit de sortie baisse de 178 à 177, ce qui est insignifiant.

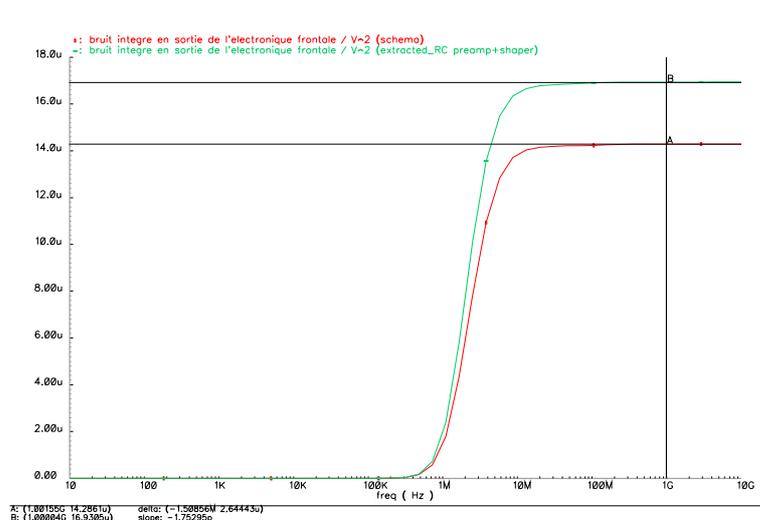


FIG. 3.17: Caractéristiques de bruit comparées en sortie des versions schématisée et parasitique de l'électronique frontale.

3.6 Les résultats de tests

3.6.1 Conditions d'expérience

Une décision a du être prise quant à la structure retenue pour les tests. Pour rappel (cf section 2.5), le « shaper » est présent seul dans le boîtier, simplement suivi d'un pilote pour sortir. Deux autres configurations avec préamplificateur de charge et préamplificateur de charge - suiveur sont aussi disponibles. Cette dernière au cas où le pilote ne fonctionnerait pas correctement.

Après vérification du pilote pour les deux variantes du circuit, il affiche un manque de gain significatif par rapport aux attentes, une perte inexplicquée.

Néanmoins, la chaîne l'utilisant a été retenue et caractérisée. Les deux versions du circuit ont pu sans problème être testées malgré les oscillations présentes sur la version 1, facilement compensées en augmentant de quelques 100 mV l'alimentation « vcca ».

3.6.2 Mesures effectuées

3.6.2.1 Le pilote actif

La structure est de type cascode replié, rebouclée directement entre entrée et sortie. Son gain en boucle ouverte est de 1000 environ, il devait à ce titre posséder un gain en boucle fermée très proche de l'unité. Les simulations, non rapportées, le confirment mais pas les mesures réunies dans le tableau 3.1.

Aucune raison majeure n'a été trouvée pour expliquer ce déficit de gain pour le moins chronique. Quoiqu'il en soit, cet étage ne perturbe absolument pas le bon fonctionnement de la chaîne de mise en forme. Sa tenue en fréquence suffisante associée à son gain tout de même supérieur à ce que peut proposer le suiveur de tension conventionnel (0.75) a orienté le choix vers la voie qui l'utilise.

Circuits	Driver actif	
	INNOTEP_v1	INNOTEP_v2
	G_v	G_v
1	0.93	0.89
2	0.90	0.90
3	0.92	0.89
4	0.91	0.91
5	0.92	0.93
Moyenne	0.916	0.904

TAB. 3.1: Valeurs de gain du pilote actif mesurées pour cinq circuits de chaque fonderie.

3.6.2.2 La chaîne complète

La procédure de test de la voie d'électronique frontale dans son ensemble est la même que celle utilisée jusqu'alors pour le préamplificateur seul. Une charge variable est injectée sur l'entrée du circuit et sa réponse est mesurée à l'oscilloscope, par exemple à la figure 3.18.

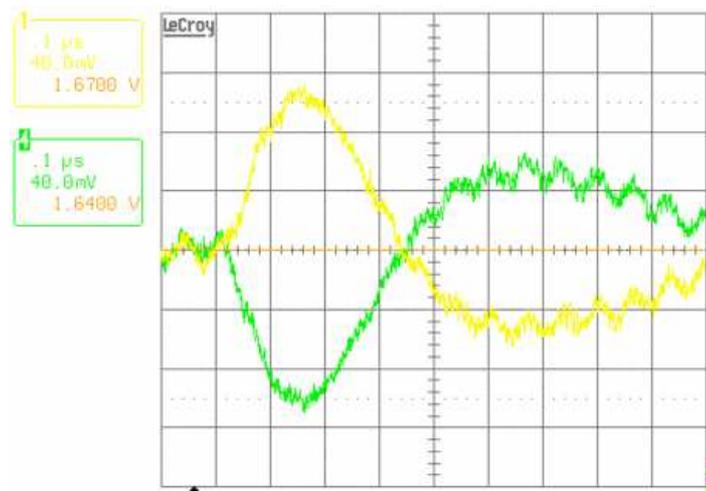


FIG. 3.18: Tensions de sortie de la chaîne complète pour une charge injectée de 20 fC à l'entrée du préamplificateur de charge.

Cette représentation fait référence à la première itération du circuit, INNOTEP_v1. Les oscillations évoquées sont ici bien visibles lorsque les alimentations sont laissées à leurs valeurs nominales. Elles restent toutefois amorties et ne gênent pour ainsi dire pas.

L'amplitude du signal différentiel correspondant atteint environ 200 mV pour 20 fC injectés, ce qui correspond à un gain de 10 mV/fC, ce qui donne 10.92 mV/fC au final une fois divisé par le gain moyen du pilote (0.916). Ce résultat est proche des valeurs obtenues au cours des simulations parasitiques.

Le « peaking time » est fort bien respecté, avec 160 ns environ. Il est en accord avec les spécifications.

Pour une charge d'entrée supérieure, de 90 fC en l'occurrence, les oscillations disparaissent presque totalement. La représentation graphique 3.19 donne une image des signaux mesurés.

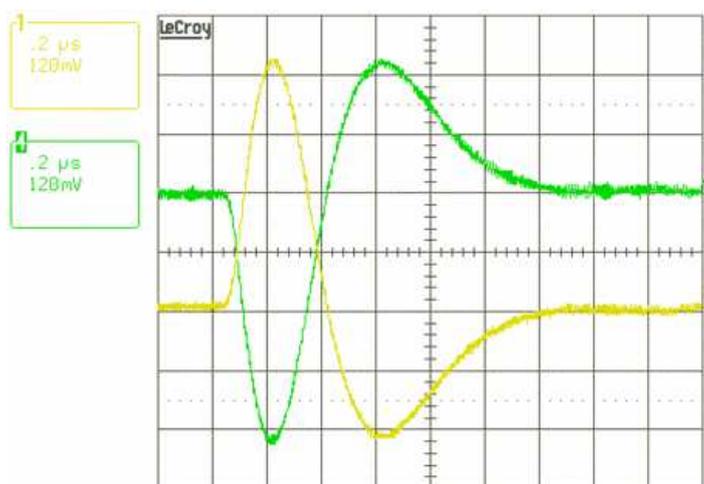


FIG. 3.19: Tensions de sortie de la chaîne complète pour une charge injectée de 90 fC à l'entrée du préamplificateur de charge.

Cette fois-ci, avec une charge injectée plus grande, l'amplitude de sortie atteint 500 mV sur chaque voie, ce qui correspond à un gain de 11.1 mV/fC, à pondérer par celui des pilotes. La valeur réelle atteint les 12.1 mV/fC (circuit n°2 - INNOTEP_v1).

Globalement les mesures ont donné des résultats similaires pour INNOTEP_v2, sans les oscillations. Le tableau 3.2 qui suit liste les valeurs de gain et de bruit expérimentales.

Circuits	Chaîne complète			
	INNOTEP_v1		INNOTEP_v2	
	A_{iv} /mV/fC	ENC /e-	A_{iv} /mV/fC	ENC /e-
1	12.055	2650	13.828	3102
2	12.014	2639	13.801	2949
3	12.121	2659	12.821	3097
4	11.963	2678	13.751	2840
5	11.982	2622	13.616	3319
Moyenne	12.03	2650	13.57	3062

TAB. 3.2: Valeurs de gain de la chaîne complète et charge équivalente au bruit ramenée à l'entrée mesurés pour cinq circuits de chaque fonderie.

Le gain observé expérimentalement est globalement un peu en retrait comparé à celui simulé, avec 13.57 mV/fC contre 14.52 mV/fC.

Les niveaux de bruit en entrée sont homogènes avec ceux constatés pour les préamplificateurs seuls. Ils laissent apparaître une différence de l'ordre de 400 e- entre les deux versions du circuit, ce qui est toujours le cas. L'augmentation ne semble donc pas provenir de la modification de l'amplificateur de l'étage de mise en forme mais très certainement d'une variation de paramètres lors de la phase de fabrication des circuits.

Les représentations graphiques des figures 3.20, 3.21, 3.22 et 3.23 livrent des informations sur la linéarité et l'écart à la linéarité des séries de circuits INNOTEP_v1 et INNOTEP_v2 testés.

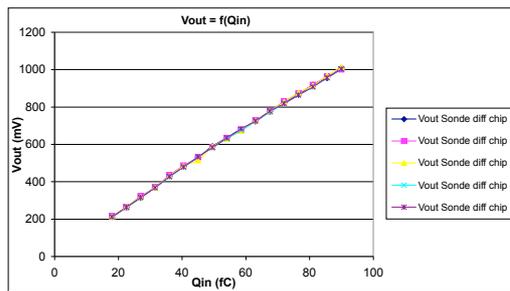


FIG. 3.20: *Linéarité des chaînes complètes pour les cinq circuits INNOTEP_v1.*

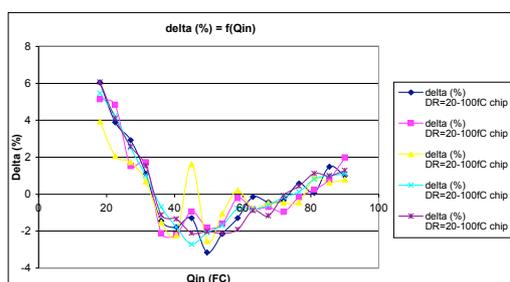


FIG. 3.21: *Ecart à la linéarité des chaînes complètes pour les cinq circuits INNOTEP_v1.*

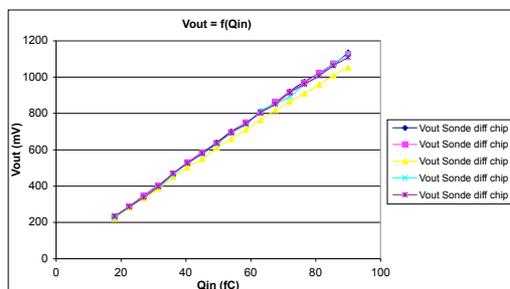


FIG. 3.22: *Linéarité des chaînes complètes pour les cinq circuits INNOTEP_v2.*

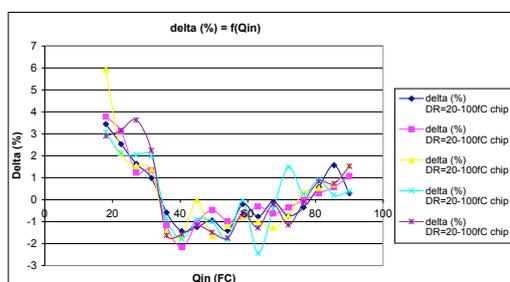


FIG. 3.23: *Ecart à la linéarité des chaînes complètes pour les cinq circuits INNOTEP_v2.*

Quelle que soit la version du circuit, la linéarité reste globalement bonne et n'est pas dégradée par rapport à ce qu'elle était lors des tests des préamplificateurs de charge. L'écart à la linéarité reste inférieur à 10 % globalement et même à 3 % pour les valeurs nominales de charge (50 fC - 511 keV). Une application numérique de l'équation 1.2 de la section 1.4.2 indique encore une nette prédominance de la résolution en énergie du cristal utilisé (LYSO - 10 %) sur la résolution en énergie totale dans ces conditions.

Chapitre 4

Un ADC flash 8 bits

4.1 Des idées à la conception

Un convertisseur analogique-numérique (ADC) trouve naturellement sa place au sein de la chaîne d'acquisition pour transformer les signaux provenant du circuit de mise en forme en des répliques numériques exploitables directement pour les calculs des énergie et temps.

A l'heure de commencer la conception de l'ADC, seules les précision (8 bits) et fréquence d'horloge (50 MHz) ont été définies. La cadence d'arrivée probable des événements est relativement faible avec 6 kHz estimés mais, par mesure de sécurité et compte tenu de la fréquence d'échantillonnage souhaitée, une structure rapide est finalement envisagée pour ne pas ajouter trop de latence au signal.

Deux architectures s'avèrent disponibles, les ADC dits « pipeline » et les ADC de type « flash ». Les premiers sont plus difficiles à mettre au point car ils nécessitent des amplificateurs de gains parfaitement contrôlés et reproductibles, leur précision en dépend fortement. Bien que de consommation plus modérée que celle des « flash », ils requièrent une logique de traitement élaborée en interne et induisent une certaine latence avant de recueillir les données numérisées.

Pour les ADC « flash », un échantillon au format numérique sort à chaque front d'horloge, la conversion est immédiate. Leur consommation est plus élevée, mais ils font montre d'une plus grande simplicité de mise au point dans leur version classique et ne nécessitent aucune autre logique de traitement que le codage du code « thermomètre » en code binaire.

La configuration classique d'un ADC « flash » 8 bits utilise 256 comparateurs. Une structure de type « demi-flash » est envisageable et met en jeu, en interne, deux ADC de 5 bit soit 64 comparateurs au total. Comparativement, l'économie est substantielle tant sur le plan de la consommation que de la complexité, au premier ordre du moins. Au premier ordre car une partie logique apparaît nécessaire pour recouper les gammes des deux demi-structures et n'en faire qu'une, de 8 bits. Le jeu en vaut certainement la chandelle à partir de 9 ou 10 bits de précision, mais pas pour 8 bits à première vue.

Comme pour la conception du préamplificateur de charge, le premier étage de l'ADC a été mis au point en collaboration avec Hervé Mathez et Renaud Gaglione de l'IPN Lyon.

4.2 Les réjections de mode commun

Un convertisseur analogique numérique fait par nature coexister des parties analogiques et numériques. Des problèmes de diaphonie existent très souvent du fait de cette cohabitation forcée, les perturbations provenant des signaux de type logique aux fronts raides et d'excursions pleine échelle.

La recherche d'une bonne immunité au bruit a conduit à la conception de l'électronique frontale sous une forme différentielle le plus tôt possible. Cette idée en tête, le développement de l'ADC lui aussi en différentiel se révèle possible dès l'étage d'entrée.

4.3 Une structure différentielle en entrée

4.3.1 Echelle de références classique

Dans un ADC « flash » classique, les seuils des comparateurs sont déterminés par une tension de référence commune et une chaîne de résistances. Des chutes de tension ont lieu, si bien que chaque comparateur possède sa propre tension de basculement V_n , fonction de sa position dans la chaîne :

$$V_n = \frac{N - n + 1}{N} V_{ref}$$

soit un pas entre les seuils de basculement des comparateurs de

$$\Delta V = \frac{V_{ref}}{N}$$

Une illustration de ce principe est donnée à la figure 4.1.

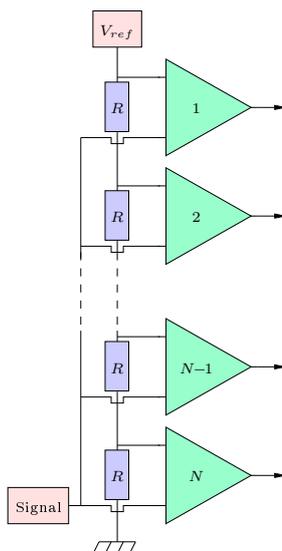


FIG. 4.1: Echelle de références d'un convertisseur de type « flash » classique.

Les principaux inconvénients de ce type de montage sont :

- Les comparateurs basculent à des points de fonctionnement très différents les uns des autres. Cela rend difficile la mise au point des comparateurs, souhaités très précis et de grande dynamique. Pour pallier à cela, le plus souvent plusieurs comparateurs de caractéristiques différentes sont réalisés pour ces structures, avec des performances adaptées à la partie de la gamme dans laquelle ils travaillent.
- La structure travaille en mode commun, avec une extrême sensibilité aux variations de la tension de référence. Celle-ci peut induire des mouvements des seuils de basculement et nuire à la précision de l'ensemble.
- Ce type de montage reste très sensible aux variations et perturbations de mode commun.

Au vu de ces remarques, le choix d'une échelle différentielle active s'impose finalement.

4.3.2 Une échelle de références différentielle comme alternative

Ce choix de montage consiste en une paire différentielle linéaire traversée par un courant I_0 et munie de charges résistives réparties R comme le montre le schéma de principe de la figure 4.2.

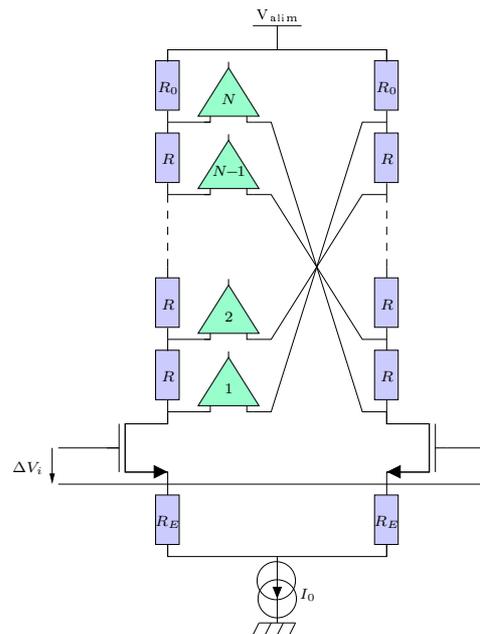


FIG. 4.2: Etage d'entrée alternatif pour un ADC « flash » : une échelle différentielle active.

Par des connections croisées et symétriques, les différences de potentiels ΔV_n sont appliquées sur les entrées des N comparateurs. Elles sont égales au signal d'entrée ΔV_i pondéré par le gain en tension A_v de l'amplificateur ainsi constitué et une tension de décalage ou « offset » qui dépend de la position du comparateur dans la chaîne.

$$\Delta V_n = A_v \Delta V_i - \left(n - \frac{N+1}{2} \right) R I_0 \quad \text{pour } n = 1, 2, \dots, N$$

Le gain A_v est évalué au point milieu en sortie

$$A_v = \frac{R_0 + N \frac{R}{2}}{R_E}$$

avec R_0 et R_E les valeurs des résistances talon et de source respectivement.

Une valeur V_n du signal d'entrée V_i engendre une annulation de la tension différentielle à l'entrée d'un comparateur et son basculement, abstractions faites d'une éventuelle tension de décalage et de sa sensibilité finie.

$$V_n = \frac{\left(n - \frac{N+1}{2}\right) RI_0}{A_v}$$

Ces valeurs correspondent au seuils d'une échelle de référence classique. Avec des résistances R identiques, ces tensions sont équidistantes et le pas de l'échelle s'élève à :

$$V_{n+1} - V_n = \frac{RI_0}{A_v}$$

Ce type d'échelle différentielle active n'a aucunement besoin d'une tension de référence. Le basculement des comparateurs ne dépend plus que d'un rapport de résistances et permet donc de s'affranchir totalement des variations des tensions d'alimentation et de mode commun dynamique.

Les points de fonctionnement des comparateurs sont, par construction, très proches les uns des autres, si bien qu'un seul et même type peut être répliqué et utilisé sur toute la gamme.

4.3.3 Etablissement d'un schéma et performances

Le schéma différentiel réalisé est présenté à la figure 4.3.

Le mode commun d'entrée coïncide avec le niveau des sorties de l'étage de mise en forme, soit 1.65 V. Bien que ce dernier bloc ait une excursion différentielle maximale de 1.4 V environ, l'intention était de concevoir un échelle acceptant une dynamique d'entrée proche des 2 V, ceci en prévision d'une éventuelle évolution de l'électronique frontale.

Dans la réalité, une dynamique de 1.8 V est obtenue, avec un gain de 0.99, ce qui est suffisant pour une première itération. Pour obtenir ce résultat, deux sources de courant sont utilisées et les deux résistances de source des transistors d'entrée ne forment plus qu'une, de valeur doublée $2R_E$. Ce faisant, la chute de tension est minimisée et l'excursion d'entrée peut-être augmentée en conséquence.

Le mode commun dynamique de sortie se situe aux environs des 2.45 V, il est vu par l'ensemble des comparateurs. La consommation s'élève à quelques 5.8 mW (1.75 mA) et la bande passante (-3 dB) de 25 MHz satisfait aux conditions du théorème de Shannon. Celle-ci est obtenue notamment grâce à une capacité de compensation fréquentielle positionnée en parallèle sur la résistance commune aux sources $2R_E$.

Les résistances d'échelle R ont pour valeur 4 Ω , ce qui donne à la configuration un pas de quantification (LSB) de 7 mV.

A noter la présence d'un second type de compensation au niveau de chaque résistance talon R_0 , elle permet une amélioration notable de la linéarité aux extrema de la dynamique.

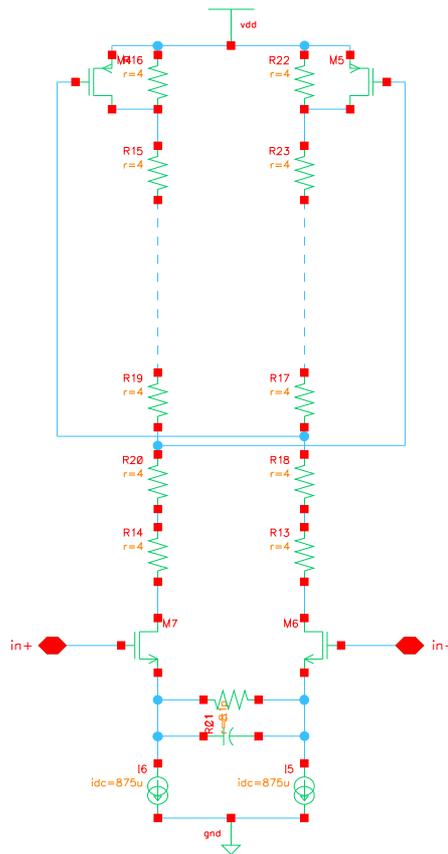


FIG. 4.3: Détails du schéma de l'échelle différentielle active.

Une représentation graphique de l'écart à la linéarité est présentée à la figure 4.4, il reste constamment inférieur ou égal au pour mille (non-linéarité ≤ 1.8 mV). La non-linéarité différentielle quant à elle s'élève à 2.10 ± 0.45 mV et l'offset simulé à ± 3 mV, ce qui est de bonne augure puisqu'inférieur au $\frac{1}{2}$ LSB.

Remarque : toutes les caractéristiques citées tiennent compte de la charge répartie correspondant aux connexions avec les comparateurs.

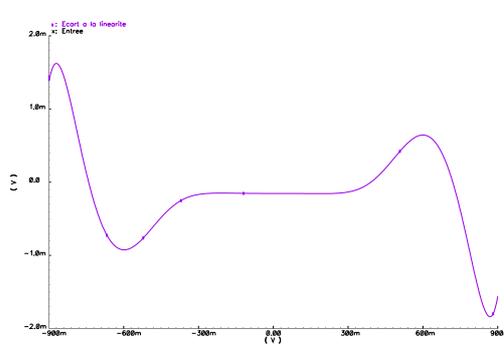


FIG. 4.4: Ecart à la linéarité simulé de l'échelle différentielle active.

4.4 Etude d'un comparateur

Connectés aux deux échelles de 256 résistances, les comparateurs occupent une place importante dans la réalisation de l'ADC, dans tous les sens du terme.

La réplication d'une même structure en grand nombre comme ici pose la question de l'espace occupé en « layout » et de la problématique associée aux connections avec l'échelle différentielle. Pour cette raison, la structure à retenir se doit d'être simple pour un encombrement réduit.

Si la paire différentielle d'entrée consomme tout de même 1.75 mA en statique pour assurer un bon fonctionnement dynamique en charge, les comparateurs doivent être particulièrement optimisés sur ce plan car leur dissipation globale apparaît de toute évidence prédominante.

4.4.1 Etablissement d'un schéma

4.4.1.1 Principe de fonctionnement

Une vue simplifiée du schéma choisi pour les comparateurs est présentée à la figure 4.5.

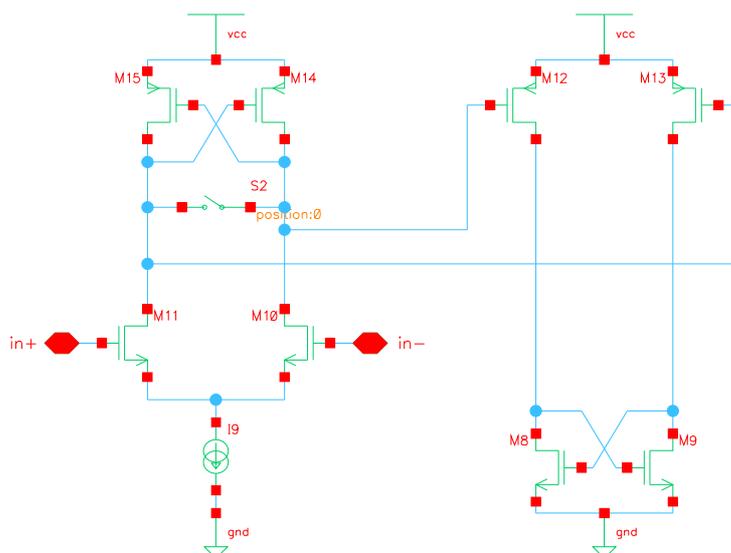


FIG. 4.5: Schéma de principe du comparateur.

Ce bloc comparateur est composé d'une paire différentielle en entrée, chargée par un multivibrateur monté en bistable. La contre-réaction, positive par construction, impose alternativement des états antagonistes aux deux transistors mis en jeu, bloqué - saturé et vice-versa. Le passage d'un état à l'autre de ce dispositif à fort gain dynamique ne dépend que de l'état des entrées de la paire différentielle, le rythme d'observation est cadencé par une horloge à 50 MHz via l'interrupteur en présence. Celui-ci se ferme pour remettre à zéro la structure et réinitialiser une nouvelle comparaison qui démarre à son ouverture.

Cette partie du montage fait déjà office de comparateur, mais la sortie oscille sans cesse à la fréquence de l'horloge. Il ne lui manque donc qu'un état « mémoire » pour que le changement n'opère que lors d'une inversion de l'état des entrées, c'est ce que propose le second morceau du schéma.

L'étage de mémorisation ou « latch » est de fonctionnement tout aussi simple. Deux transistors sont connectés aux deux sorties de la bascule, ils sont eux-même chargés par un multivibrateur semblable. Ces deux transistors sont de dimensions telles qu'ils se bloquent à la fermeture de l'interrupteur, lorsque les transistors de la bascule d'entrée sont dans un état « équivalent diode ». La bascule de sortie garde en mémoire l'état précédent, le courant de polarisation s'élève à quelques nanoampères tout au plus.

A l'ouverture de l'interrupteur, la bascule d'entrée se fige dans un état. Des deux transistors, celui qui est saturé voit la différence de potentiel présente à ses bornes augmenter. Le transistor qui lui est relié, auparavant bloqué, sature à son tour du fait de ses dimensions bien choisies. La bascule de l'étage de mémorisation prend un état différent du précédent seulement en cas d'inversion de l'état des entrées.

4.4.1.2 Détails du schéma réel et performances

Le schéma de principe sert de base au montage réel. Seules quelques petites modifications lui sont apportées, au niveau de l'étage d'entrée notamment. Par mesure de sécurité, un fonctionnement à 60 MHz a été assuré au lieu des 50 MHz prévus. Le schéma final est visible à la figure 4.6.

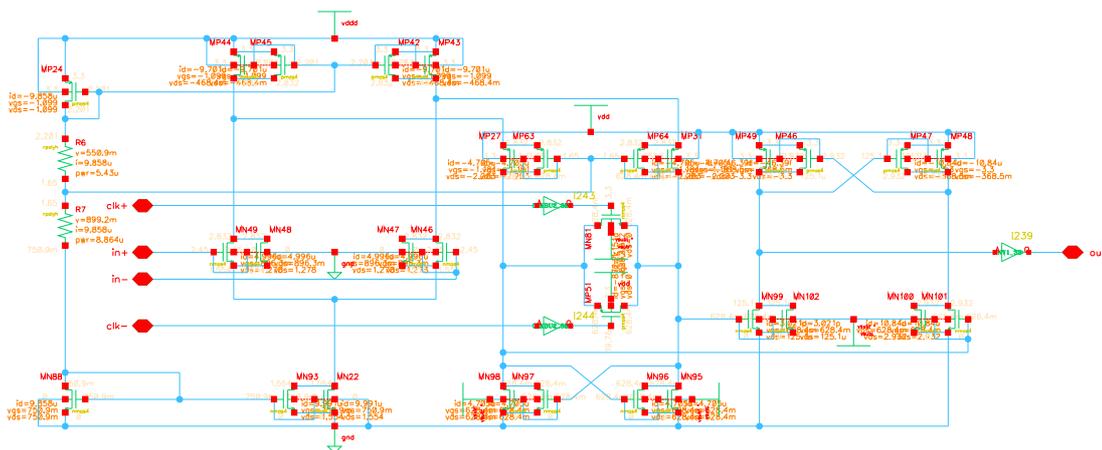


FIG. 4.6: Schéma du comparateur réalisé.

L'étage d'entrée est donc retouché comparativement au schéma de principe. Une version cascodée de la paire différentielle prend place pour pallier aux injections de charges vers les échelles différentielles, injections via les capacités Miller et inhérentes au fonctionnement des bascules. Le fonctionnement d'ensemble n'en est pas perturbé et la consommation reste faible, puisque de $232 \mu\text{W}$ ($70.3 \mu\text{A}$) au total.

Une simulation du fonctionnement du comparateur se trouve à la figure 4.7.

En bas apparaissent les deux rampes utilisées comme signal d'entrée différentiel pour la simulation. Des injections de charges résiduelles sont présentes et quasi inévitables, leur niveau n'inquiète cependant pas le bon fonctionnement de la paire différentielle active, ce qui n'était pas le cas sans l'entrée cascodée. La réduction de l'effet est de deux ordres de grandeur environ.

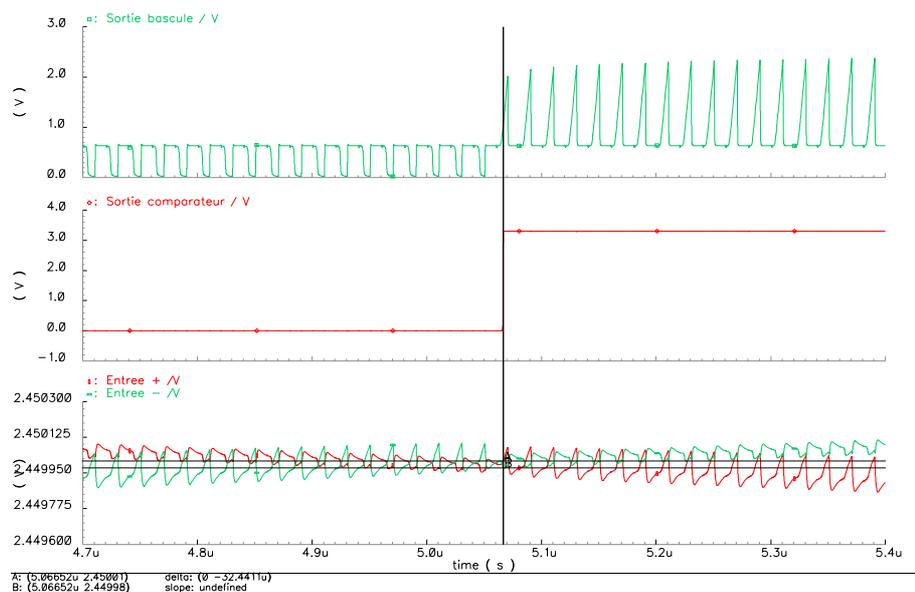


FIG. 4.7: Simulation transitoire du fonctionnement du comparateur.

En haut est affiché potentiel d'une des deux sorties du multivibrateur d'entrée, les remises à zéro sont bien visibles et suivies chaque fois d'une prise de décision. Après croisement des rampes en entrée, le niveau change comme espéré et se confirme après chaque réinitialisation.

La dernière courbe au centre de la figure 4.7 correspond à la sortie du comparateur dont le changement d'état survient au moment désiré. A noter qu'un inverseur choisi dans une bibliothèque fournie par le fondeur a été positionné en sortie de l'étage de mémorisation afin d'épurer le signal. Ce luxe n'était pas forcément nécessaire, la qualité du signal de sortie était plus que satisfaisante avant coup.

Pour terminer et bien que non représentée graphiquement, la sensibilité simulée est de quelques $30 \mu\text{V}$. L'écart type de la valeur d'« offset » s'élève pour sa part à près de 1.65 mV , soit une valeur inférieure au $\frac{1}{4}$ de LSB, requise pour un bon fonctionnement compte tenu des dispersions possibles.

4.5 Le dessin des masques

La section se référant à la conception de l'échelle différentielle active (section 4.3.3) fait état de valeurs de résistances de 4Ω . Parmi les trois modèles de résistances fournies par le fondeur (AMS CMOS C35B4C3), les couches « rpoly2 » et « rpolyh » se sont révélées trop résistives pour envisager sereinement des résistances unitaires de si petite valeur, du fait d'une capacité trop élevée.

Les résistances « rpoly1 », plus adaptées aux faibles valeurs, étaient également disponibles, pour les simulations schématiques du moins. Elles ont été choisies, bien qu'aucune extraction de celles-ci n'ait été prévue par le fondeur. De ce fait, ni comparaison entre le schéma et l'implantation (layout versus schematic - LVS) ni vérification du bon fonctionnement du montage après dessin n'a été possible. Le risque était élevé.

La logique de codage en sortie d'ADC n'ayant pu être étudiée dans le temps imparti, ce premier prototype, visant à la validation des structures retenues, en est donc dépourvu. Pour cette raison et afin de limiter le nombre de broches du boîtier, seuls 15 des 256 comparateurs prévus sont mis en place, équitablement répartis entre milieu et extrema de la gamme. Le bon fonctionnement ainsi que la linéarité de l'ensemble peuvent tout à fait être appréciés de cette façon.

Le circuit envoyé chez le fondeur regroupe un ADC « complet », une échelle différentielle seule et un comparateur dotés de leurs entrées-sorties respectives. Les schémas de la figure 4.8 présentent les « layouts » d'un comparateur et du circuit dans sa globalité.

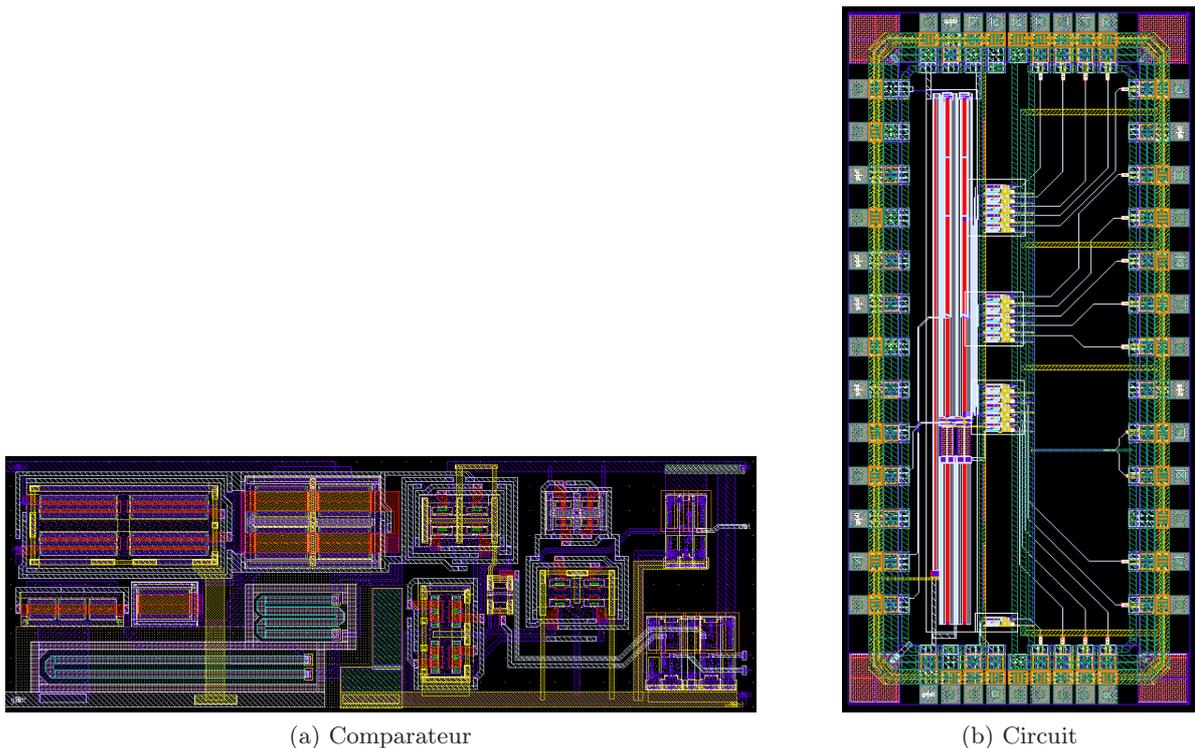


FIG. 4.8: Dessins des masques d'un comparateur et de la totalité du circuit.

4.6 Les résultats de tests

Au jour de la rédaction, les circuits sont en cours de tests, mais ne livrent pour l'instant aucune bonne nouvelle quant à leur fonctionnement. Il semble qu'un court-circuit présent sur l'échelle différentielle de pair avec un oubli de polarisation au niveau des comparateurs soient à l'origine de leurs dysfonctionnements. Le pari était risqué, ce constat en est la preuve.

Conclusion

Dans cette étude aux deux aspects, physique et électronique, des simulations ont montré dans un premier temps que les caméras TEP contemporaines sont victimes de saturations à l'acquisition, saturations qui émanent des temps morts répartis le long des chaînes de lecture. Sur l'exemple choisi, le TEP CTI ECAT EXACT HR+ très représentatif, un accroissement des taux de comptage de près de 20 % semble possible par leur seule suppression pour une activité injectée typique de $10\mu\text{Ci/ml}$. Ce chiffre se répercute sur le NECR de l'instrument.

Dans un second temps, la résolution temporelle des voies d'acquisition a été mise en avant dans l'étude, elle s'est révélée être le facteur dominant pour la limitation du rapport signal sur bruit NECR, avec des conséquences plus ou moins directes.

Toujours sur le même appareil, cette propriété a été constatée. Elle fait suite au choix du constructeur concernant la philosophie de son schéma d'acquisition, très hiérarchisé sous forme de blocs, « bucket », etc.. Ce qui est gage de plus de simplicité et de coût mieux maîtrisés induit par ailleurs des goulots d'étranglement pour les données qui ajoutent leurs contributions à la résolution temporelle et la dégradent. Le fenêtrage en coïncidence en dépend intrinsèquement comme le montre l'étude, sa valeur plancher reste élevée, et le NECR finalement obtenu limité par le bruit. Avec un schéma entièrement revu, pixélisé du détecteur à l'électronique, et la mise en œuvre d'une solution « d'étiquetage » temporel adaptée aux hautes résolutions comme filtrage optimal (500 ps en coïncidence - FWHM), le potentiel de réjection du bruit à l'acquisition peut être accru de près de 50 % (NECR).

Le second bénéfice tiré d'une telle résolution, indirectement cette fois, se traduit par la possibilité d'utilisation d'un algorithme de calcul TOF, inutile dans la configuration d'origine du HR+. Le gain est indirect car les efforts consentis visent en premier lieu à abaisser les capacités de fenêtrage temporel de l'imageur. Néanmoins, rien ne s'oppose à la pleine exploitation des performances. Ce faisant, une réduction de la variance associée au bruit de 430 % semble possible.

Il est intéressant de rappeler en ce point que résolution temporelle et taux de comptage sont intimement liés. La quête d'une résolution élevée conduit à une pixélisation des voies de lecture qui supprime à son tour, pour partie, les acteurs favorisant les pertes en taux de comptage.

En combinant ces idées, le gain total en sensibilité NECR approche l'ordre de grandeur. Le bond conceptuel est considérable. L'intérêt de composer avec tout ceci étant marqué, un synoptique totalement nouveau et recoupant toutes ces possibilités d'évolution a été proposé dans cette thèse. Il est fortement inspiré des meilleures solutions retenues en physique des hautes énergies.

Dans le but d'intégration de l'ensemble du schéma, les premiers développements ont été initiés dans un deuxième temps. Les trois premiers blocs de l'électronique frontale ont été décrits et l'ensemble des caractéristiques validées au cours de tests, au moins pour le préamplificateur

de charge et l'étage de mise en forme analogique. Le troisième circuit, l'ADC, a été testé sans donner jamais de résultats concluants. Des erreurs semblent avoir été identifiées, à confirmer, un nouveau prototype fonctionnel devrait voir le jour prochainement.

Perspectives

Les perspectives sont nombreuses et le travail à réaliser encore conséquent. Les performances des premiers étages de l'électronique frontale et de l'ADC sont dictées par les requis temporels, le but avoué visant à l'obtention des 500 ps de résolution en coïncidence (FWHM).

A ce sujet, les derniers résultats de simulations obtenus par filtrage optimal sur des signaux types incluant la statistique d'émission des photons sont bien moins encourageants que ne l'étaient les précédents pour lesquels seule la limite mathématique de la méthode avait été recherchée. Malgré les qualités intrinsèques du LYSO, c'est un constat réel, puisque ces simulations viennent d'être confirmées expérimentalement. Le recours à un ADC de 8 bits à 50 MHz permet, mathématiquement, de descendre la résolution sur la mesure du temps à 162 ps (tableau 6.1 en partie I), elle est dégradée à 1082 ps avec la statistique d'émission (tableau 6.2 en partie I). Deux stratégies sont désormais possibles, et incombent soit à un changement de cristal au profit d'un plus rapide et plus lumineux (LaBr₃) soit à l'exploitation des tous premiers photons seulement si le LYSO est conservé.

Dans un premier temps, autant exploiter toute la quintessence du LYSO car son potentiel est réel et son coût bien plus modéré. Si tel est le cas, il faudra d'une manière ou d'une autre privilégier les tous premiers photons, bien moins dispersés en temps (courbes de la figure 6.2 en partie I).

La première méthode mènera à optimiser le temps de mise en forme. Le tableau 6.2 en partie I montre bien qu'une augmentation de la fréquence d'échantillonnage, de la précision, ou des deux fait tendre vers un optimum de résolution à mise en forme donnée. Privilégier les premiers photons revient à raccourcir cette mise en forme et donc reprendre en grande partie l'étude des préamplificateur de charge et étage de mise en forme pour en augmenter les produits gain-bande. Dans la même mouvance, il est logique et plus que probable donc que l'ADC soit à retoucher également, non pas en terme de précision nécessairement, mais au niveau fréquence d'échantillonnage pour que le nombre de points soit suffisant.

Alternativement, des méthodes numériques inspirées des CFD peuvent être développées afin de s'appropriier au mieux les fronts de montée des signaux, si intéressants. Une méthode dérivée du filtrage optimal, lui associant une interpolation entre les premiers échantillons conduit à ce jour à des résultats deux fois meilleurs à fréquence d'échantillonnage identique (dans le meilleur des cas). Ceci est motivant. Le principe a été initié par Baptiste Joly, doctorant au LPC de Clermont-Ferrand. Une telle configuration permettrait de conserver la chaîne de lecture inchangée.

Pour élargir le champ des possibles, toujours dans l'optique d'un développement électronique, l'avenir sera à la conception d'un circuit mixte intégrant toute la partie frontale analogique avec l'ADC. Pourquoi ne pas extrapoler plus loin et imaginer le traitement numérique embarqué, avec un circuit dédié à chaque voie d'acquisition pour conserver l'idée de pixélisation jusqu'au stockage des données.

Un démonstrateur est en cours de développement. Une fonctionnalité avérée de celui-ci dans les prochains mois validerait sans peine le principe et donnerait l'impulsion pour un développement à plus grande échelle. Par extrapolation, cela conduirait à des examens plus courts, de quelques minutes seulement, avec à la clé plus de confort pour les patients et plus de rendement pour les machines. Il n'en faudrait pas plus pour que germent d'autres idées, d'autres projets d'ampleurs plus importantes encore tels les « TEP corps entier » (figure 4.9) ou le transfert de la technique pour l'acquisition en ligne en hadronthérapie : un « TEP temps réel » ! C'est la mission que s'est fixée HADRONTEP, à terme.

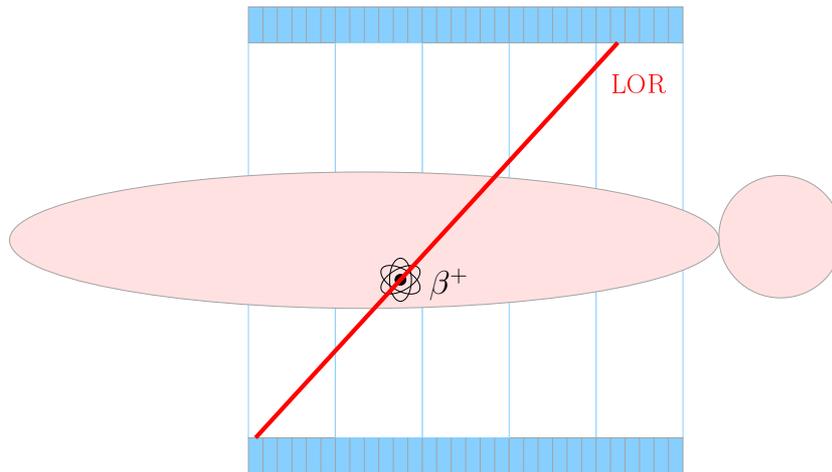


FIG. 4.9: *Un TEP corps entier.*

Bibliographie

- [1] William A. Murphy. Introduction to the history of musculoskeletal radiology. *RadioGraphics*, 10(5):915–943, 1990.
- [2] Committee on the Mathematics and National Research Council Physics of Emerging Dynamic Biomedical Imaging. *Mathematics and Physics of Emerging Biomedical Imaging*. The National Academies Press, 1996.
- [3] J. Radon. Über die bestimmung von funktionen durch ihre integralwerte längs gewisser mannigfaltigkeiten. berichte über die verhandlungen der königlich sächsischen gesellschaft der wissenschaften zu luipzig. *Math. Phys. Klasse*, 69:262–277, 1917.
- [4] A. Elliott. Medical imaging. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 546:1–13, 2005.
- [5] A. Rankowitz. Positron scanner for locating brain tumors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 9:45–49, 1962.
- [6] M.M. Ter-Pogossian, M.E. Phelps, E.J. Hoffman, and N.A. Mullani. A positron emission transaxial tomograph for nuclear imaging. *Radiology*, 114:89–98, 1975.
- [7] K. Blohm. De la caméra d’Anger à la caméra en coïncidence. *Revue de l’ACOMEN*, 5(2):125–128, 1999.
- [8] LA RADIOTECHNIQUE-COMPELEC. *Photomultiplicateurs*. LA RADIOTECHNIQUE-COMPELEC - RTC, 1981.
- [9] L. Pidol. *Scintillateurs denses et rapides pour la détection de rayonnement gamma. Monocristaux à base de silicates de lutécium dopés Ce^{3+}* . PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004.
- [10] K. Takagi and T. Fukazawa. Gamma ray detector, 1987. Brevet U.S. No.4647781.
- [11] K. Takagi and T. Fukazawa. Cerium-activated Gd_2SiO_5 single crystal scintillator. *Appl. Phys. Lett.*, 42:43, 1983.
- [12] W.W. Moses, S.E. Derenzo, A. Fyodorov, M. Korzhik, A. Gektin, B. Minkov, and V. Aslanov. $LuAlO_3:Ce$ - a high density, high speed scintillator for gamma detection. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42(4):275, 1995.
- [13] A. Lempicki, M.H. Randles, D. Wisniewski, M. Balcerzyk, C. Brecher, and A.J. Wojtowicz. $LuAlO_3:Ce$ and other aluminate scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42(4):280, 1995.
- [14] C.L. Melcher and J.S. Schweitzer. Cerium-doped lutetium oxyorthosilicate: a fast, efficient new scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 39(4):502, 1992.
- [15] C.L. Melcher and J.S. Schweitzer. A promising new scintillator: cerium-doped lutetium oxyorthosilicate. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 314:212, 1992.
- [16] C.L. Melcher. Lutetium orthosilicate single crystal scintillator detector, 1990. Brevet U.S. No.4958080.
- [17] D. Pauwels, B. Viana, A. Kahn-Harari, P. Dorenbos, and C.W.E. van Eijk. Scintillator crystals and their applications and manufacturing process, 2002. Brevet U.S. No.6437336.

- [18] J-B. Mosset. *Développement d'un module détection phoswich LSO/LuYAP pour le prototype de caméra à positrons ClearPET*. PhD thesis, Faculté des Sciences de base de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [19] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, New York, 2000.
- [20] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, New York, 1969.
- [21] A.G. Chynoweth. *Charge multiplication phenomena in semiconductors and semimetals*. Academic Press, New York, 1968.
- [22] S.M. Sze. *Semiconductor Devices Physics and Technology*. Bell telephone laboratories, 1985.
- [23] S. Kobayashi, K. Yamaoka, M. Amami, and M. Kobayashi. Evaluation of the avalanche photo diode (apd) as scintillation sensor. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 364(1):95–102, 1995.
- [24] C.J. Thompson, Y.L. Yamamoto, and E. Meyer. Positome II: a high efficiency positron imaging device for dynamic brain studies. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 26:583–589, 1979.
- [25] M.E. Casey and R. Nutt. A multicrystal two-dimensional BGO detector system for positron emission tomography. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 33(1), 1986.
- [26] S. Surti, J.S. Karp, R. Freifelder, and F. Liu. Optimizing the performance of a PET detector module using discrete GSO crystal on a continuous lightguide. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47:1030–1036, 2000.
- [27] A Saoudi and R Lecomte. A novel APD-based detector module for multi-modality PET/SPECT/CT scanners. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46:479–484, 1999.
- [28] B. Bendriem and D.W. Townsend. *The Theory and Practice of 3D PET*. Kluwer academic publishers, Dordrecht/Boston/London, 1998.
- [29] L. Eriksson, K. Wienhard, and M. Dahlbom. A simple data loss model for positron camera systems. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41(4):1566–1570, 1994.
- [30] C Moisan, J.G. Rogers, and J.L. Douglas. A count rate model for PET and its application to an LSO HR PLUS scanner. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44(3):1219–1224, 1997.
- [31] J.L. Humm, A. Rosenfeld, and A. Del Guerra. From PET detectors to PET scanners, review article. *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Im.*, 30(11):1574–1597, 2003.
- [32] V. Golovin and V. Saveliev. Novel type of avalanche photodetector with geiger mode operation. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 518:560–564, 2004.
- [33] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, and S. Smirnov. Silicon photomultiplier and its possible applications. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 504:48–52, 2003.
- [34] M.S. Gerber, D.W. Miller, P.A. Schlösser, J.W. Steidley, and A.H. Deutchman. Position sensitive gamma ray detectors using resistive charge division readout. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 24:182–187, 1977.
- [35] Y. Eisen, A. Shor, C. Gilath, M. Tsabarim, P. Chouraqui, C. Hellman, and E. Lubin. A gamma camera based on CdTe detectors. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 380:474–478, 1996.
- [36] J.F. Butler, C.L. Lingren, S.J. Friesenhahn, F.P. Doty, W.L. Ashburn, R.L. Conwell, F.L. Augustine, B. Apotovsky, B. Pi, T. Collins, S. Zhao, and C. Issacson. CdZnTe solid-state gamma camera. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:359–363, 1998.
- [37] C. Scheiber, B. Eclancher, J. Chambron, V. Prat, A. Kazandjan, A. Jahnke, R. Matz, S. Thomas, S. Warren, M. Hage-Ali, R. Regal, P. Siffert, and M. Karman. Heart imaging by cadmium telluride gamma camera. *European program BIOMED consortium, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 428:138–149, 1999.

- [38] M. Singh and E. Mumcuoglu. Design of CZT based breast SPECT system. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:1158–1165, 1998.
- [39] M.E. Casey. *An analysis of counting losses in positron emission tomography*. PhD thesis, The University of Tennessee, 1992.
- [40] S.C. Strother, M.E. Casey, and E.J. Hoffman. Measuring PET scanner sensitivity : relating countrates to image signal-to-noise ratios using noise equivalents counts. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 37:783–788, 1990.
- [41] W.W. Moses and M. Ullisch. Factors influencing timing resolution in a commercial LSO PET camera. *IEEE NSS/MIC Conference Record, Rome*, 2004.
- [42] W.W. Moses and S.E. Derenzo. Prospects for time-of-flight PET using LSO scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46:474–478, 1999.
- [43] R. Allemand, C. Gresset, and J. Vacher. Potential advantages of a cesium fluoride scintillator for a time of flight positron camera. *J. Nucl. Med.*, 21:153–155, 1980.
- [44] M. Laval, M. Moszynski, and R. Allemand. Barium fluoride inorganic scintillator for sub-nanosecond timing. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 206:169–176, 1983.
- [45] Y. Hämisch. GEMINI TF : the first and only PET/CT scanner with TruFlight technology. In *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, Proceedings of the Euromedim 2006 conference*. CERN, Marseille, France, may 2006.
- [46] S. Surti, J.S. Karp, L.M. Popescu, M.E. Daube-Witherspoon, and M. Werner. Investigation of time-of-flight benefit for fully 3-D PET. *IEEE Trans. Med. Im.*, 25(5):529–538, 2006.
- [47] W.W. Moses. Time of flight in PET revisited. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50(5):1325–1330, 2003.
- [48] B. Bendriem, F. Soussaline, R. Campagnolo, B. Verrey, P. Wajenberg, and A. Syrota. A technique for the correction of scattered radiation in a PET system using time-of-flight information. *J. comput. assist. tomogr.*, 10(2):287–295, 1986.
- [49] D.G. Politte and D.L. Snyder. Corrections for accidental coincidences and attenuation in maximum-likelihood image reconstruction for positron-emission tomography. *IEEE trans. med. imag.*, 10(1):82–89, 1991.
- [50] T.F. Budinger. Time-of-Flight positron emission tomography : status relative to conventional PET. *J. Nucl. Med.*, 24(1):73–78, 1983.
- [51] W.W. Moses. Synergies between electromagnetic calorimetry and PET. In *Calorimetry in particle physics, Proceedings of the tenth international conference*. Calor 2002, Pasadena, CA, USA, march 2002.
- [52] R.F. Post and L.I. Schiff. Statistical limitations of the resolving time of a scintillation counter. *Physical Review*, 80:1113, 1950.
- [53] M. Kelbert, I. Sazonov, A.G. Wright, E. Gatti, and V. Svelto. Exact expression for the variance of the photon emission process in scintillation counters. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 43:248, 1966.

Résumé

L'électronique de lecture des tomographes à émission de positrons (TEP) est performante, mais possède son lot de qualités et de défauts. Hautement incriminée, spontanément, dans l'explication de la sensibilité assez pauvre de ces instruments, il ressort tout d'abord de l'étude présentée que les temps morts répartis relatifs à l'électronique n'incombent aux pertes de données qu'à hauteur de 16 % pour une activité injectée typique de 10 $\mu\text{Ci}/\text{ml}$. Les taux d'acquisition bruts pourraient ainsi être majorés de 20 % par la suppression des saturations.

A regarder plus en détails la philosophie de l'acquisition sur ces imageurs, il apparaît un caractère limitant davantage encore la sensibilité : la résolution temporelle. Elle conditionne, au premier ordre, les possibilités de réjection des événements fortuits, d'une partie des diffusés et donc du bruit, finalement rapporté au signal matérialisé par les vraies coïncidences. Une minimisation de la résolution temporelle passe par la suppression des acteurs inutiles et l'adoption d'une technique d'étiquetage temporel adaptée (filtrage optimal). Ce faisant, la résolution intrinsèque des voies de lecture est diminuée d'un facteur 7, se réduisant à 350 ps. Le plancher du fenêtrage en coïncidence peut être abaissé substantiellement et le NECR augmente de 50 % en conséquence. A ce stade, un algorithme de mesure du temps de vol (TOF) peut être implémenté. Opportuniste, il promet une réduction de la variance associée au bruit de 430 %, ce gain se répercute sur le NECR. Au final, le cumul des idées permet d'espérer gagner un ordre de grandeur sur le rapport signal sur bruit NECR, avec l'espoir d'examen cliniques raccourcis d'autant.

Dans ce contexte, il est apparu légitime d'imaginer un nouveau synoptique d'acquisition pour TEP entièrement pixélisés. Le nombre de canaux explose au passage, par rapport à ce qui existe. Ceci est en partie compensé par la décision d'intégrer l'électronique au maximum. Les mesures d'énergie et de temps sont prévues sur une seule et même voie d'acquisition, avec une lecture en continue et sans temps mort des événements incidents. Le développement de l'électronique est en cours, ce manuscrit donne une description des trois premiers blocs. A terme, la réalisation d'un démonstrateur est prévue.

Mots clés : TEP, temps mort, résolution temporelle, fenêtre de coïncidence, TOF, NECR, microélectronique.

Abstract

Positron emission tomographs (PET) are fitted with highly capable reading electronics, which owns qualities and drawbacks. Highly accused at first as an explanation of the poor sensitivity of these imagers, the present study points out that the dead-times shared along the chains contribute to only 16 % in the data losses at a typical activity of 10 $\mu\text{Ci}/\text{ml}$. The gross acquisition rates could thus be raised by 20 % through a suppression of these saturations.

Looking in details at the philosophy of the acquisition procedure, a property appears to circumscribe the sensitivity even more : the timing resolution. The latter conditions, to the first order, the rejection capabilities of randoms events, part of the scattered ones and hence noise which is finally ratioed to the true coincidences the signal is made up of. Minimizing the resolving time goes through the suppression of the unneeded actors along with the adoption of a well adapted time-stamping method (optimal filtering). In doing so, the intrinsic channel resolution appears to be possibly lowered by a factor 7, reducing to 350 ps. The bottom value of the coincidence window may be narrowed as a consequence, leading to an increase of the NECR by 50 %. At this stage, a time of flight (TOF) algorithms can be implemented. As an opportunist, it promises a reduction of the noise variance by 430 %, a gain that echos on the NECR figure. Finally merging all these ideas allows to expect an improvement close to an order of magnitude on the NECR, with the hope of routine exams shortened by the same amount.

In this context, it appeared logical to imagine a new electronics acquisition synoptic dedicated to fully pixelated PET. The number of channels blows up by the way when compared to the existing, this statement being partially balanced by the decision to fully integrate the electronics. The measures of the energy and time are planned to be performed with a single channel, with a continuous and dead-timeless reading of the events. The development of the microelectronics circuits is under way, the three first blocks being described in this dissertation. Eventually, the implementation of a demonstrator is foreseen.

Keywords : PET, dead-time, timing resolution, coincidence window, TOF, NECR, microelectronics.