



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA
"TOR VERGATA"**

**FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E
NATURALI**

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

CICLO DEL CORSO DI DOTTORATO: XXI

**Etude et Réalisation des Détecteurs
pour l'Espace**

(Survey and Realization of Space Detectors)

BONGUE DANIEL

A.A. 2008/2009

**Docente Guida/Tutor: Prof.
Piergiorgio Picozza**

**Coordinatore: Prof.
Piergiorgio Picozza**

Questa ricerca è stata condotta al laboratorio d'elettronica della collaborazione WIZARD dell'università di Roma "TOR VERGATA", al Laboratorio Nazionale di Frascati (LNF) che appartiene all'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN).

Tutti i lavori di laboratorio si sono svolti sotto la sorveglianza del mio tutor di laboratorio: Vittorio Bidoli al quale testimonio tutta la mia profonda gratitudine.



Cette recherche a été menée tour à tour au laboratoire d'électronique de la Collaboration WIZARD de L'université de Rome "TOR VERGATA", au Laboratoire National de Frascati (LNF) appartenant à l'Institut National de Physique Nucléaire (INFN).

Tous les travaux de laboratoire se sont déroulés sous la surveillance de mon encadreur en laboratoire **Vittorio Bidoli** à qui je témoigne toute ma profonde gratitude.

RIASSUNTO

In questi ultimi anni è stato sviluppato un nuovo tipo di rivelatore di particelle conosciuto sotto il nome di SiPM "Silicon Photomultiplier".

La prima domanda che ci siamo posti è stata: può questo rivelatore operare in un ambiente spaziale con le restrizioni legate a quell'ambiente ?, la sua vita media è compatibile con la durata di un volo satellitare in orbita? .

Per rispondere a queste domande, abbiamo caratterizzato nel nostro laboratorio tre tipi di SiPMs:

1x1 mm² ; matrice di 1024 pixel;
3x3 mm² ; matrice di 5625 pixel;
5x5 mm² ; matrice di 3600 pixel.

Abbiamo studiato il loro comportamento in relazione alle variazioni termiche ed elettriche, la loro stabilità a lungo termine, il loro invecchiamento, il loro comportamento in risposta a un flusso importante di particelle (RadHard).

Abbiamo voluto dare una risposta al suo utilizzo (SiPM) come "detector" di un sistema di trigger per dispositivi per rivelazione di particelle nello spazio. Per rispondere a questo quesito, abbiamo concepito diverse configurazioni di rivelatori a base di SiPMs e abbiamo provato le loro prestazioni utilizzando inizialmente i muoni cosmici, in seguito attraverso l'utilizzo di un fascio di elettroni (500MeV@50Hz), che ci ha fornito il "Beam test Facility (BTF)" del laboratorio nazionale di Frascati (LNF).

Alla fine di questa prova, la configurazione che presentava la migliore efficacia e la migliore relazione segnale rumore è stata presa in considerazione, e proposta, come trigger delle prossime generazioni di rivelatore di particelle per lo spazio.

Abbiamo infine inserito i nostri risultati sperimentali su uno dei progetti spaziali che ci permetterà di utilizzare gli SiPM : Progetto SiRad (Silicon Radiation).

Questo progetto è in fase di costruzione nel nostro laboratorio. Qui presentiamo le sue diverse parti, il suo principio di funzionamento e i risultati dei primi test su quest'apparato.

Parole chiave: - Rivelatore - fotomoltiplicatore – Scintillatori- Efficienza globale della rivelazione - rumori dei rivelatori - risoluzione in energia - linearità della risposta dei rivelatori.

Summary

Since a few years a new type of photodetector known as SIPM "Silicon Photomultiplier" is being developed.

We wanted to know if the SIPM could operate under the conditions of the space environment and if its lifetime could match that of a satellite in orbit.

We have characterized at the laboratory three types of SiPMs:

- (1x1 mm²; matrix of 1024 pixels);
- (3x3 mm²; matrix of 5625 pixels);
- (5x5 mm²; matrix of 3600 pixels).

We studied their behaviour in comparison with thermal and electrical variations, their long-term stability, their ageing, and their behaviour in comparison with an important flow of particles.

We then wanted to know if the SIPM could be used as a photomultiplier of a trigger system of the space-borne particles detectors. For this, we have designed different configurations of detectors based on SiPMs and we tested their performance initially using the cosmic muons, and then using an electron beam (500MeV @ 50Hz) that provided us the "Beam Test Facility (BTF)" of the National Laboratory of Frascati (LNF).

From this test the configuration which presented the best effectiveness and the best ratio signal to noise was retained. We thus proposed it, like trigger of the next generations of the space-borne particles detectors.

We finally worked on one of the space projects that will allow us to use the SiPM in space: the SiRad (Silicon Radiation) project.

This project is under construction in our laboratory. We present its various parties, its operating principle, and the results of the very promising first tests on this device.

Keywords: - Detector - Photomultiplier - scintillators - photon detection efficiency - Detector Noise - Energy Resolution - Detectors Linearity Response.

RESUME

Depuis quelques années un nouveau type de photodétecteur connue sous le nom de SiPM "Silicon Photomultiplier" est en cours de développement.

Nous avons voulu savoir si le SiPM pourrait fonctionner dans les conditions de l'environnement spatial et si sa durée de vie pourrait égaler celle d'un satellite en orbite.

Pour ce faire, nous avons caractérisé au laboratoire trois types de SiPMs :

- (1x1 mm² ; matrice de 1024 pixels) ;
- (3x3 mm² ; matrice de 5625 pixels) ;
- (5x5 mm² ; matrice de 3600 pixels).

Nous avons étudié leur comportement face aux variations thermiques et électriques, leur stabilité à long terme, leur vieillissement, leur comportement face à un flux important de particules.

Nous avons ensuite, voulu savoir si le SiPM pourrait être utilisé comme photomultiplicateur d'un système de trigger des appareils de détection de particules dans l'espace. Pour cela, nous avons conçu différentes configurations de détecteurs à base de SiPMs, dont nous avons testé les performances d'abord à l'aide des muons cosmiques, ensuite à l'aide d'un faisceau d'électrons (500MeV@50Hz) que nous a fourni le " Beam Test Facility (BTF)" du Laboratoire National de Frascati (LNF).

A l'issus de ce test, la configuration qui présentait la meilleure efficacité et le meilleur rapport signal bruit a été retenue, et proposée, comme trigger des prochaines générations de détecteur de particules pour l'espace.

Nous avons enfin travaillé sur un des projets spatiaux qui nous permettra d'utilisé le SiPM dans l'espace : le projet SiRad (Silicon Radiation). Ce projet, est en construction dans notre laboratoire. Nous présentons ses diverses parties, son principe de fonctionnement, ainsi que les résultats très prometteurs, des premiers tests effectués sur cet appareil.

Mots clés : - Détecteur - Photomultiplicateur - Scintillateurs - Efficacité globale de détection - Bruits des détecteurs - Résolution en énergie - Linéarité de la réponse des détecteurs.

INTRODUCTION

La physique des particules élémentaires constitue l'un des grands axes de recherche du groupe WIZARD de L'université de Rome "TOR VERGATA". Les activités de la recherche expérimentale du groupe sont principalement consacrées au développement des détecteurs pour l'espace. En témoignent les nombreuses expériences en haute atmosphère à l'aide de ballons, les importantes expériences à bord des satellites et de la station spatiale internationale, et dont le couronnement est certainement l'expérience "PAMELA". C'est donc un groupe nanti d'expérience dans le domaine de la construction de détecteurs pour l'espace que nous avons rejoint il y a trois ans. Et c'est en toute confiance et nous sachant entouré d'experts en la matière que nous avons accepté le sujet qui nous a été proposé à savoir " construire des nouveaux détecteurs pour l'espace". Il faut ce pendant préciser dès à présent que, les détecteurs que nous avons à construire non pas l'envergure d'un spectromètre de la trempe de "PAMELA", loin de là ! Ce sont des détecteurs classiques de rayons cosmiques, dont le but est sûrement de caractériser le rayonnement cosmique dans l'environnement de la station spatiale internationale où ils seront placés, mais ils visent avant tout d'étudier le comportement dans l'espace des nouveaux composants électroniques, et de nouveaux programmes informatiques en vue de leur utilisation dans des projets futurs plus ambitieux.

Nous ne pouvons pas perdre de vue qu'en ce début de XXI^e siècle, en astrophysique, les deux principaux problèmes à résoudre sont ceux de la masse manquante de l'univers et la quasi absence de l'antimatière dans l'univers observable. De nombreux modèles expliquent ces phénomènes, mais les solutions finales sont attendues du côté de la physique des particules expérimentales. Pour y parvenir on a besoin de détecteurs de plus en plus sophistiqués, précis et efficaces. Pour cela de nouveaux matériaux plus compacts plus légers, plus efficaces, capables d'être expédiés dans l'espace à moindre frais doivent être développés et testés. C'est ce que vise notre travail qui à terme devra tester dans l'espace un certain nombre de dispositifs, de circuits intégrés et de programmes informatiques que nous avons développés.

Parmi les dispositifs, il y a un trigger réalisé à base d'un nouveau type de photomultiplicateurs en silicium appelé SiPM ^(a), que nous avons caractérisé au laboratoire. Ce trigger activera le système de commande pour acquérir des données sur les particules détectées par un « télescope » composé d'un empilement de 16 plans de détecteur en silicium à micro-pistes, double face, chaque face possédant 32 pistes. L'ensemble formé du trigger et du télescope constitue un projet expérimental que nous avons baptisé " Projet SiRad " (Silicon Radiation). L'électronique du projet SiRad est essentiellement faite de circuits intégrés individualisés ^(b) entièrement configuré dans notre laboratoire d'électronique. Les logiciels informatiques de traitement de données que nous avons développés pour ce projet, sont également incorporés dans des circuits intégrés individualisés. SiRad sera envoyé dans l'espace avec pour finalité d'étudier le comportement de ses composants dans l'espace.

^a Silicon photomultiplier.

^b Full custom integrated circuits

Cette thèse est divisée en trois grandes parties :

- La première partie regroupe les chapitres 1, 2, et 3. Elle est consacrée à l'étude des rayons cosmiques dans l'environnement terrestre où seront placés nos détecteurs, ainsi qu'aux généralités sur les interactions entre la matière et le rayonnement, qui sont à la base du principe de fonctionnement de tout détecteur de particule. Elle s'achève par la présentation et la description des constituants d'un détecteur de base, que sont, le scintillateur, le guide de lumière et le photomultiplicateur.

- La deuxième partie est essentiellement consacrée au photomultiplicateur en silicium " SiPM ". Elle regroupe les chapitres 4, 5, et 6. Le chapitre 4 rappelle les propriétés des semi-conducteurs et les propriétés de la jonction p-n. le chapitre 5 décrit les détecteurs solides à base de semi-conducteur et donne les principales caractéristiques des SiPMs. Le chapitre 6, révèle les résultats des tests de caractérisation que nous avons effectués sur le SiPM dans les laboratoires et auprès de l'accélérateur des particules. Ce chapitre étudie également la faisabilité d'un trigger pour les détecteurs spatiaux à base du SiPM.

- La troisième partie est focalisée sur le projet SiRad. Après une brève description du détecteur en silicium à micro-piste et de ses caractéristiques, nous présentons l'appareil et ses différents composants. Cette partie s'achève par les résultats des tests réalisés sur l'appareil.

Table des Matières

RESUME	3
INTRODUCTION	6
TABLE DES MATIERES.....	8
TABLE DES ILLUSTRATIONS.....	12
CHAPITRE 1	15
Les rayons cosmiques : Découverte, spectre et composition.	15
1-1 Brève histoire des rayons cosmiques.....	15
1-2 Définition et caractéristiques des rayons cosmiques.....	16
1-3 Composition et abondance des rayons cosmiques.	17
1-4 L'antimatière dans les rayons cosmiques.....	20
1-5 Spectre d'énergie des rayons cosmiques.	21
1.5.1 Les basses énergies.....	23
1.5.2 Les énergies intermédiaires.....	24
1.5.3 Le premier genou et les grandes énergies.....	24
1.5.4 Le second genou.....	25
1.5.5 La cheville et les Ultra-Energétiques. (Ultra-high-energy cosmic rays UHECR)	26
1-6 les rayons cosmiques dans l'environnement terrestre.	27
1.6.1 Héliosphère et la modulation solaire.	27
1.6.2 Le champ géomagnétique et la coupure géomagnétique.	30
- Giration	32
- Oscillation Nord-Sud	32
- Dérive en longitude.....	32
1-7 les rayons cosmiques dans l'atmosphère.....	33
1-8 Conclusion.....	34
CHAPITRE 2	35
Interactions Rayonnement-Matière	35
2-1 Généralités sur les interactions rayonnement-Matière	35
2-2 Interaction des particules chargées lourdes avec la matière.....	36
2-2- 1 Pertes d'énergie des particules chargées lourdes.....	36
2-2- 2 Interaction des particules chargées légères avec la matière.....	42
2-2- 3 Interaction des photons avec la matière.....	44
2-2-3-1 Loi d'atténuation du rayonnement électromagnétique.....	44
2-2-3-2 Effet photoélectrique	45
2-2-3-3 Diffusion Compton	47
2-2-3-4 Effet de création de paires	48
2-2-3-5 Effet cumulé.....	49
2-2-3-6 Gerbe électromagnétique.....	50
2-3 Conclusion.....	51

CHAPITRE 3 52**Le Détecteur de Base52**

3-1 Les scintillateurs	52
3-1-1 Propriétés d'un scintillateur de détection des particules.....	53
3-1-2 Les scintillateurs organiques.....	54
3-1-3 Mécanismes de scintillation	55
3-1-4 Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur organique.....	58
3-1-5 Réponse des Scintillateurs Organiques.....	60
3-1-6 La collecte des photons.....	63
3-1-7 Détérioration des scintillateurs par les radiations	65
3-2 Le guide de lumière.....	66
3-3 Le Tube Photomultiplicateur (PMT).....	67
3-3-1 Le principe physique.....	67
3-3-2 La Multiplication Multi-Etages	69
3-3-3 Statistiques de multiplication des électrons.....	69

CHAPITRE 4 71**Les Semi-conducteurs des systèmes de détection.....71**

4-1 Propriétés des Semi-conducteurs.....	71
4-1-1 Notions élémentaires de bandes d'énergie des solides.....	71
4-2 Porteurs de charge dans les semi-conducteurs.....	75
4-3 semi-conducteurs intrinsèques	76
4-4 Semi-conducteurs extrinsèques.....	77
4-5 Conduction dans le semi-conducteur.....	80
4-5-1 La dérive :.....	80
4-5-2 la diffusion :	81
4-6. La jonction p-n des semi-conducteurs.....	82
4-6-1 formation d'une jonction p-n.....	82
4-6-2 La polarisation de la jonction p-n.....	83
4-6-3 Caractéristiques de la zone de déplétion.....	84
4-7. Conclusion.....	86

CHAPITRE 5 87**Les Photomultiplicateurs au silicium (SiPM).....87**

5-1 Les détecteurs solides à base de semi-conducteur.....	87
5-1-1 Les bruits dans les détecteurs solides à base de semi-conducteur.....	87
5-1-2 Les différents types de détecteurs solides à base de semi-conducteur.....	90
La photodiode :	90
La photodiode d'avalanche : (Avalanche PhotoDiodes).....	91
La photodiode d'avalanche en mode Geiger: (Geiger-mode Avalanche PhotoDiode).....	91
5-2-2. Schéma équivalent et principe de fonctionnement d'un GAPD.....	92
5-1-3 Structure d'un GAPD.....	94
5-2 - Photomultiplicateur au silicium (SiPM).....	96
5-2-1 Présentation du SiPM.....	96
5-2-2 - SiPM : Histoire, Fabricant, et Dimensions disponibles.....	97
5-2-3. - Les principales caractéristiques du SiPM	97
5-2-3-1 Insensibilité au champ magnétique.....	98
5-2-3-2 sensibilité à la température.....	98
5-2-3-3. L'efficacité globale de détection. (PDE pour photon detection efficiency)	98
5-2-3-4 La Gamme dynamique :	99
5-2-3-5 Le bruit dans les SiPMs.....	100
5-2-3-5-1 Le courant d'obscurité ("Dark Current").....	100

5-2-3-5-2	Bruit d'interférence entre pixel. ("optical crosstalk")	101
5-2-3-5-3	Les post-impulsions (Afterpulsing) et les phénomènes de piégeage	102
5-2-3-6	Stabilité à long terme et vieillissement du SiPM.	102
5-3	conclusions.....	103
CHAPITRE 6		104
Etude de la faisabilité d'un trigger à base du SiPM		104
6-1	Caractérisation et calibrage du SiPM.	104
6-2	Caractérisation Thermique et Électrique.....	105
6-2-1	Etude de la variation du courant d'obscurité en fonction de la tension d'alimentation à diverses températures.....	105
6-2-2	Recherche du point de fonctionnement.....	106
6-2-3	Variation du taux de dénombrement du courant d'obscurité (Dark count rate), en fonction du seuil de discrimination.....	107
6-3	configurations des détecteurs.....	108
6-4	Circuit d'alimentation des SiPMs.....	112
6-5	Vérification du fonctionnement des détecteurs.....	113
6-6	Acquisition des rayons cosmiques.....	114
6-7	Tests en faisceau.....	118
6-7-1	Objectifs du test en faisceau :	118
6-7-2	les paramètres du faisceau et le matériel d'acquisition.....	119
6-7-3	schémas de montage des expériences	119
6-7-4	Logiques d'acquisition.	121
6-7-5	Notations.	122
6-7-6	Calcul de l'efficacité des détecteurs	122
6-7-7	Calcul de l'efficacité de combinaisons de Trigger.	124
6-7-8	Comparaison des résultats.....	125
6-7-9	Résolution en énergie des détecteurs.....	125
6-7-10	Variation du nombre de photoélectron en fonction de la tension d'alimentation des détecteurs.....	126
6-7-11	Variation de la déviation standard du piédestal	127
6-7-12	Linéarité de la réponse des détecteurs.....	128
6-7-13	Mesure de l'uniformité de la réponse du détecteur	130
6-8	Solutions proposées.....	131
6-9	Conclusion.....	132
CHAPITRE 7		133
Réalisation d'un détecteur pour l'espace : le projet SiRad.....		133
7-1	Le détecteur en silicium à micro-pistes.....	133
7-1-1	Brève description du détecteur en silicium à micro-piste.....	133
7-1-2	Caractéristiques des détecteurs en silicium à micro-pistes.....	134
7-1-3	Lecture bidimensionnelle.....	135
7-2	Quelques considérations sur les précautions dans l'espace.....	135
7-3	Description de l'appareil.	137
	• La section A :	140
	• La section B :	140
	• La section C :	141
	• La section D :	142
	• La section E :	142
	• La section F :	143
7-4	Description de la section A.	143
	• Le Télescope :	143

•	Le Système de déclenchement :	145
•	L'électronique frontale du "Télescope" :	146
•	L'électronique de lecture :	147
7-5	Fonction Des broches du DSP.	147
7-5-1.	MCBSP0	150
7-5-2.	MCBSP1/SD.....	150
7-5-3.	MCBSP2.....	150
7-5-4.	GPIO.....	150
7-5-5.	I ² C.	150
7-5-6.	INTERRUPTION.....	151
7-5-7.	EMIF.....	151
7-6	Description du FPGA trigger et FPGA DAQ.....	152
7-6-1	FPGA trigger	152
7-6-2	FPGA DAQ.....	153
7-6-3	Configuration des adresses de l'EMIF pour les deux	153
7-7	Test d'essai du télescope de SiRad.	154
7-8	CONCLUSIONS.....	156
 CONCLUSION GENERALE.....		157
 ANNEXES		158
 RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		163

Table des Illustrations

Figure 1-1 (A gauche) Spectre des rayons cosmiques chargés par type de noyaux	18
Figure 1-2 (A droite) Composition dans la zone de sensibilité de l'expérience SiRad	18
Figure 1-3 Abondance relatives des différents éléments chimiques au sein du C.R. cosmique	19
Figure 1-4: (A gauche) Zone d'étude des différentes expériences	22
Figure 1-5: (A droite) Spectre différentiel global des énergies des rayons cosmiques	22
Figure 1-6 <i>Spectre redressé des rayons cosmiques, donnant le flux différentiel multiplié par E^3</i>	23
Figure 1-7 : <i>Énergie d'un proton en fonction de la distance parcourue dans le rayonnement fossile</i>	27
Figure 1-8 – <i>Représentation simple du vent solaire. A gauche coupe méridienne avec le plasma</i>	28
Figure 1-9: La corrélation entre le nombre de taches solaires solaire, le flux de neutrons et l'index	29
Figure 1-10 <i>Une vue schématique de l'impact entre le vent solaire et le champ géomagnétique</i>	31
Figure 1-11 <i>A gauche, Induction magnétique terrestre et ses lignes de forces</i>	33
Figure 1-12 <i>Gerbe de rayon cosmique</i>	34
Figure 2-1: Perte d'énergie des muons dans le cuivre en fonction de $\beta\gamma = (pc)/(Mc^2)$	39
Figure 2-2 <i>Perte d'énergie dans un mélange gazeux (90 % d'argon et 10 % de méthane)</i>	40
Figure 2-3: Diagramme de ΔT en fonction de T	41
Figure 2-4 : Matrice d'identification des fragments produits dans la réaction $^{36}\text{S} + ^9\text{Be}$	41
Figure 2-5: perte d'énergie partielle par longueur de radiation dans le plomb	43
Figure 2-6: Variation de la section efficace en fonction de l'énergie du photon dans le plomb (Pb).....	46
Figure 2-7: (A gauche) Schéma de la diffusion Compton	47
Figure 2-8: (A droite) a) et b) Diagramme de Feynman de la diffusion de Compton.....	47
Figure 2-9 - Types d'interaction prépondérants suivant l'énergie du photon et le Z du milieu	50
Figure 2-10: Formation d'une gerbe électromagnétique	51
Figure 3-1: Diagramme de Jablonski.....	56
Figure 3-3 Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur	59
Figure 3-4 (A droite) Evolution de l'impulsion lumineuse en fonction du temps.	62
Figure 3-5 (A gauche) La dépendance en temps de l'impulsion de la scintillation dans le stilbène.....	62
Figure 3-6 comportements des rayons lumineux à l'intérieur du scintillateur.	63
Figure 3-7 Réflexivité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux.....	65
Figure 3-8 Guide de lumière simulé à l'aide de Géant 4.....	66
Figure 3-9 réflexion des rayons lumineux en fonction de l'angle au sommet du guide de lumière.....	66
Figure 3-10 Élément de base d'un photomultiplicateur (PMT).	70
Figure 4-1 (A droite) Motif élémentaire de type diamant du silicium.	72
Figure 4-2 (A droite) Deux réseaux cubiques faces centrées interpénétrés.....	72
Figure 4-3: Schéma des bandes d'énergies des électrons dans un cristal de Si.....	73
Figure 4-4: Tracé de la fonction de distribution de Fermi-Dirac à $T=0$ K et à $T>0$ K	73
Figure 4-5: Schéma établi selon la théorie des bandes d'énergie	74
Figure 4-6 Populations des électrons et des trous du silicium intrinsèque	77
Figure 4-7 Représentation des liaisons dans les semi-conducteurs dopés.....	78
Figure 4-8 (A gauche) Déplacement du niveau indicateur de fermi.....	79
Figure 4-9 (A droite) Déplacement du niveau indicateur de fermi dans un semi-conducteur dopé p.	79
Figure 4-10 Polarisation directe. Figure 4-11 Polarisation inverse.....	83
Figure 4-12 Disposition des bandes d'énergie dans un cristal semi-conducteur	84
Figure 5-1 Schéma équivalent d'un détecteur avec les générateurs de bruit.....	88
Figure 5-2. Différents modes de fonctionnement des détecteurs solides	90
Figure 5-3: (A gauche) Passive quenching	92
Figure 5-4: (Au centre) Active quenching	92
Figure 5-5: (A droite) comportement du courant et de la tension	92
Figure 5-6: (A gauche) Schéma équivalent.....	92
Figure 5-7: (A droite) tiré piemonte siena slide N°4.....	92
Figure 5-8: Structure de base d'un GAPD.....	95
Figure 5-9: Distribution du champ électrique à travers les différentes couches.	95
Figure 5-10: Image SiPM de dimension 1mm x 1mm, produit par MEPhl	96
Figure 5-11: Comparaison de l'efficacité de détection de photon pour: SiPM, APD et PMT	99
Figure 5-12: Réponse de trois différents SiPMs	100

Figure 5-13: Réponses non linéaires aux signaux lumineux d'un LED.....	100
Figure 5-14: la dépendance du « dark count rate » de la température du SiPM.....	101
Figure 5-15: Propagation du cross-talk entre pixels	101
Figure 5-16: Trois manières de propagation du cross-talk.....	101
Figure 5-17: Fossé creusé entre cellules et agissant comme barrière optique.....	102
Figure 5-18 : stabilité à long terme du SiPM.....	103
Figure 6-1: " <i>cold-finger liquid-nitrogen cryostat</i> " sur lequel sont collés le SiPM et le thermomètre.....	105
Figure 6-2: <i>photographie du montage</i>	105
Figure 6-3: <i>schéma de montage</i>	105
Figure 6-4: <i>courbe du courant d'obscurité en fonction de la tension à différentes températures</i>	106
Figure 6-5: <i>la relation entre le courant d'obscurité et la tension</i>	107
Figure 6-6: (A droite) Variation du "Dark count rate", en fonction du seuil de discrimination.....	107
Figure 6-7: (A gauche) Variation du "Dark count rate", en fonction de la tension d'alimentation	107
Figure 6-8 : (A gauche) Réponse spectrale du photomultiplicateur Hamamatsu H6780-3.....	108
Figure 6-9 : (A droite) photographie du PMT Hamamatsu H6780-3.	108
Figure 6-10 Réponse spectrale du guide de lumière.	109
Figure 6-11 Réponse spectrale du scintillateur BC408.	109
Figure 6-12: constitution des différentes configurations.....	110
Figure 6-13: Photos : A gauche pendant l'assemblage dans la salle saine de notre laboratoire	111
Figure 6-14: assemblage d'un scintillateur et de deux SiPMs.....	111
Figure 6-15: Photos des détecteurs A, B, et E dans leur boîtier respectif réalisé en PVC.	111
Figure 6-16: (A droite) Schéma simplifié de l'alimentation du SiPM ici représenté comme une diode.....	112
Figure 6-17: (A gauche) Cette courbe montre la variation de la tension dans la branche AB	112
Figure 6-18: <i>Schéma de l'expérience pour la vérification du fonctionnement des détecteurs</i>	113
Figure 6-19: Oscillogramme 1	114
Figure 6-20: Oscillogramme 2	114
Figure 6-21: Oscillogramme 3.....	114
Figure 6-22: Oscillogramme 4.....	114
Figure 6-23: (A gauche) Une photo de nos détecteurs pendant l'acquisition.....	115
Figure 6-24: (A droite) Schéma expérimental de l'acquisition des rayons cosmiques.....	115
Figure 6-25: (A gauche) Oscillogramme des SiPMs. Échelle des temps 40ns/div	115
Figure 6-26: (A droite) Oscillogramme des PMTs "Hamamatsu". Échelle des temps 40ns/div	115
Figure 6-27: (A gauche) spectre des rayons cosmiques acquis par le SiPM 1	116
Figure 6-28: (A droite) Spectre des rayons cosmiques acquis par le SiPM 2.....	116
Figure 6-29: Schéma expérimental de l'acquisition des rayons cosmiques.....	117
Figure 6-30 : Spectre des rayons cosmiques acquis par deux SiPMs $5 \times 5 \text{ mm}^2$	117
Figure 6-31: Résultat de 21 heures d'acquisition avec le détecteur H.....	118
Figure 6-32: Schémas expérimentaux montrant les dispositions des détecteurs	120
Figure 6-34 Exemple de l'évaluation qualitative du signal du détecteur F.....	123
Figure 6-35 : la relation linéaire entre la valeur moyenne du piédestal et l'écart type des SiPMs	128
Figure 6-36 : Linéarité de la réponse des détecteurs	129
Figure 6-37 : schéma final du trigger proposé pour les prochaines générations de détecteur.....	131
Figure 7-1 Schéma de principe d'un détecteur silicium à micro-pistes.	134
Figure 7-4 Le schéma en bloc de SiRad.....	138
Figure 7-5 raccords entre les sections B, C, et D.....	139
Figure 7-6 (A gauche) carte de distribution de l'alimentation.....	140
Figure 7-7 (A droite) carte de distribution des pilotes des bandes X	140
Figure 7-8 (A gauche) carte de distribution des pilotes des bandes Y.....	140
Figure 7-9 (A droite) FPGA DAQ	140
Figure 7-10 Un plan du télescope de SiRad, avec en son centre un détecteur en silicium	144
Figure 7-11 un des détecteurs du système de trigger.....	145
Figure 7-12 Block scheme du chip CR1.4.....	146
Figure 7-13 dimensions du chip CR1.4.....	147
Figure 7-14 Fonction Des broches du DSP.....	148
Figure 7-15 Block scheme du système FPGA trigger.....	152
Figure 7-16 Block scheme du système FPGA DAQ.	153
Figure 7-17 graphe du piédestal des 64 pistes d'un plan du télescope.	155
Figure 7-18 graphe après injection des charges dans les 64 pistes d'un plan du télescope	155

Liste des Abréviations

ADC.....	Analog to digital converter
APD.....	Avalanche PhotoDiodes
BGO.....	Le germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou "BGO")
BTF.....	Beam Test Facility
CAMAC.....	Computer Automated Measurement
CMB.....	Cosmic Microwave Background
CMOS.....	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CPU.....	Central processing unit
DSP.....	Digital Signal Processor
EEPROM.....	Electrically Erasable Programmable Read Only Memory
FHWM.....	Full Width at Half Maximum
FIFO.....	First In First Out
FPGA.....	field-programmable gate array
GAPD.....	Geiger-mode Avalanche PhotoDiode
GKZ.....	Greisen, Zatsepin et Kuzmin
GPIO.....	general purpose Input Output
IC.....	integrated circuits
ISS.....	International Space Station
JTAG.....	Joint Test Action Group
MHD.....	magnétohydrodynamique
MIP.....	Minimum Ionizing Particle
NIM.....	Nuclear Instrument Modules
PAMELA.....	A payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics
PCB.....	Printed Circuit Board
PDE.....	photon detection efficiency
PMT.....	Photomultiplier tube
POPOP.....	1, 4-bis 2-(5 phényloxazolyl) benzène
PS.....	polystyrène
PVT.....	polyvinyltoluène
QE.....	Quantum efficiency
QED.....	Quantum electrodynamics
RC.....	Rayons Cosmiques
RCA.....	Rayons Cosmiques Anormaux
RCG.....	Rayons Cosmiques Galactiques
RCS.....	Rayons Cosmiques Solaires
SEL.....	Single Event Latchup
SEP.....	Single Event Phenomena
SEU.....	Single Event Upset
SiRad.....	Silicon Radiation
SiPM.....	Silicon Photomultiplier
SNR.....	SuperNovae Remnants
TDC.....	Time to digital converter
TID.....	Total Ionizing Dose
UA.....	Unité Astronomique
UHECR.....	Ultra-High-Energy Cosmic Rays
UT.....	Universal Time
VLSI.....	Very Large Scale Integration
WLS.....	wavelength shifter
ZCE.....	zone de charge d'espace

CHAPITRE 1

Les rayons cosmiques : Découverte, spectre et composition.

L'univers est traversé de tout part par des particules hautement ionisantes appelées " Rayons Cosmiques " (RC). Ce premier chapitre est consacré d'abord à un rappel historique de la découverte des rayons cosmiques, puis à la description de sa composition et de son spectre.

1-1 Brève histoire des rayons cosmiques.

Depuis sa formation, la terre est bombardée de façon continue par les rayons cosmiques. Historiquement, les premières manifestations physiques des rayons cosmiques ne furent observées qu'à la fin du 18^e siècle par CHARLES AUGUSTIN DE COULOMB (1736-1806). Lors de ses travaux d'électrostatiques, il s'aperçut qu'une sphère chargée et isolée, suspendue par un fil de soie, perdait progressivement sa charge de manière inexplicable. Pour qu'il en soit ainsi, il fallait que d'autres corps également chargés aient heurté la sphère. Quels étaient donc ces corps ? Fallait-il comprendre que l'air lui-même contenait des corps électriquement chargés ? Et dans ce cas quels agents pouvaient bien avoir ionisé ainsi l'air ? Les connaissances scientifiques de cette époque ne permirent pas de répondre à ces questions et d'élucider ce mystère.

Au fil du temps, de nombreuses expériences permirent aux scientifiques d'apporter des réponses à ses questions. On attribua d'abord l'ionisation de l'air à la radioactivité naturelle de la terre. En 1900 C.T.R. WILSON, émit alors l'hypothèse de l'existence d'un rayonnement corpusculaire venant de l'espace. Le mérite d'une explication sans équivoque revient surtout à VICTOR HESS (prix Nobel 1936) de l'université de Vienne en Autriche, qui effectua plusieurs ascensions en aérostat et atteignit en 1912 une altitude de 5350 mètres. A l'aide d'un électroscope, il découvrit que le taux d'ionisation de l'atmosphère diminuait progressivement avec l'altitude jusqu'à environ 700 mètres comme prévu, mais qu'en suite il se remettait à croître avec l'altitude. Il conclut que la seule manière d'interpréter ses résultats expérimentaux était d'admettre l'existence d'un rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en haut, et étant très probablement d'origine extraterrestre. Lors des expériences suivantes, on prouva que les rayonnements ionisants n'étaient pas d'origine solaire puisqu'ils étaient semblables de jour comme de nuit. En 1925 le physicien américain ROBERT MILLIKAN pensant qu'avant son entrée dans l'atmosphère, ce rayonnement était fait de Rayons Gamma de très haute énergie, le baptisa rayons cosmiques. Ce terme plutôt impropre est resté jusqu'aujourd'hui.

Il est difficile de sous-estimer la contribution de l'étude des rayons cosmique à la connaissance de la structure de la matière. Déjà au début des années 30, dans leur éternel va-et-vient entre théorie et expérimentation, les physiciens pensaient avoir enfin percé les secrets de la matière avec la découverte des électrons, du noyau atomique, du proton et du neutron. Mais en étudiant les interactions entre les rayons cosmiques et la matière, les physiciens mirent en évidence l'existence de nouvelles particules

insoupçonnées, aux propriétés parfois étonnantes, ce qui mena à la naissance d'une nouvelle physique : La physique des particules. Au lendemain de la deuxième guerre mondiale, la physique des particules subit la loi des accélérateurs de particules qui monopolisèrent les grandes découvertes. Après quatre décennies d'un règne sans partage des accélérateurs de particules, les années 90 ont vu revenir les rayons cosmiques au centre des préoccupations des physiciens, car ils ont fourni et fournissent toujours une occasion unique d'étudier la physique nucléaire et la physique des particules dans la gamme d'énergie actuellement inaccessible dans les laboratoires. Les aspects astrophysiques des rayonnements sont un autre raccordement important. Les études des rayons cosmiques ont nourri plusieurs investigations théoriques, telles que la théorie de novae et de supernovae, la magnétohydrodynamique (MHD) et d'autres théories de plasma en astrophysique.

1-2 Définition et caractéristiques des rayons cosmiques.

Le sens de l'expression "Rayon Cosmique" a fluctué au cours du temps. Initialement il désignait uniquement des particules, mais il s'est étendu aussi à certains rayonnements et, aujourd'hui il n'est pas facile d'en donner une définition précise. On pourrait simplement considérer comme « rayon cosmique » tout rayonnement ou toute particule, détecté sur Terre en provenance de l'espace. Mais derrière cette définition très large se cache en fait une multitude de phénomènes physiques de natures différentes. On distingue en effet : différents types de rayonnements (les rayons γ en particuliers), les particules chargées (électron, positon, ou noyau d'atome), les neutrinos et même des ondes gravitationnelles. L'origine des particules ou des rayonnements peut être très variable : solaire, galactique, extragalactique et même peut-être cosmologique.

Il est parfois surprenant d'entendre parler des photons dans le cadre des rayons cosmiques, mais au moins trois raisons nous poussent à en parler :

- Les mesures directes des rayons cosmiques, ne peuvent être effectuées qu'à l'intérieur du système solaire situé à 25000 années-lumière du centre de la Voie Lactée. Pour étudier les rayons cosmiques dans toute la galaxie, on observe les rayons gamma émis lorsque les rayons cosmiques entrent en collision avec les molécules des nuages de gaz interstellaires. Par cette technique, les données des télescopes H.E.S.S. ont permis de conclure que les rayons cosmiques au centre de la Voie Lactée sont plus énergétiques que dans le système solaire, et la densité de rayons cosmiques au centre de notre Galaxie dépasse significativement la densité mesurée localement.

- Le centre de notre Galaxie est une région extrêmement riche en objets astrophysiques exotiques. Il contient en particulier un trou noir supermassif, des restes de supernovae, des étoiles très massives et des nuages de gaz géants dont la masse représente 50 millions de fois celle du soleil. Si des rayons gamma sont détectés en provenance des nuages, leur flux et leur distribution en énergie permettent d'en déduire la densité et le spectre en énergie des rayons cosmiques à l'intérieur de ces nuages. Cette technique a été utilisée par le satellite EGRET afin de détecter les rayons cosmiques de très basse énergie dans notre galaxie.

- L'étude des rayons gamma de très haute énergie en provenance du cosmos nous aide à déterminer les sources éventuelles du rayonnement cosmique. De plus, ce

rayonnement fournit de multitudes informations sur les objets qui lui donnent naissance, tels que les galaxies actives, les pulsars et les restes de supernovae.

Dans le cadre de ce travail nous considérerons comme rayons cosmiques essentiellement les particules chargées en provenance de l'espace.

La plupart des particules de rayons cosmiques voyagent à des vitesses proches de celle de la lumière.

On a observé des particules de rayon cosmiques très énergétiques dont certaines avaient une énergie d'environ 10^{21} eV, soit environ 150 Joules, l'équivalent de l'énergie cinétique d'une rapide balle de base-ball. La densité de RC ayant une énergie supérieure 100 MeV/nucléons est d'environ 10^{-10} particules par cm^3 à proximité de la terre. La densité d'énergie totale des particules primaires de RC est d'environ 1eV par cm^3 ^(a).

L'atmosphère terrestre et le champ géomagnétique nous protègent contre une exposition excessive à ces particules. Quand un rayon cosmique entre dans l'atmosphère, il heurte une particule atmosphérique (habituellement un atome d'azote ou un atome d'oxygène), et produit une série de particules secondaires peu énergétiques et inoffensives pour les êtres vivants. (Voir [paragraphe 1-7](#)).

Selon leur provenance, on classe les rayons cosmiques en trois catégories :

① Les rayons cosmiques Galactique (RCG) : Ils proviennent de l'extérieur de notre système solaire. Ce sont les particules les plus énergétiques avec des énergies atteignant 10^{21} eV. Ils se composent la plupart du temps des protons. La source du RCG n'est pas très exactement connue. Le flux de RCG dans le système solaire est modulé par l'activité solaire : l'accroissement de l'activité solaire éloigne ces particules de la terre.

② Les rayons cosmiques Solaire (RCS), également appelées particules énergétiques solaires, sont pour la plupart originaires d'éruptions solaires. L'éjection de masse coronale et les chocs dans le milieu interplanétaire peuvent aussi produire des particules énergétiques. Les particules de RCS ont généralement une énergie typique de plusieurs centaines de MeV / nucléon, et parfois jusqu'à quelques GeV / nucléon. Au cours de fortes éruptions solaires, la forte augmentation des RCS peut provoquer une augmentation du pourcentage de flux de rayon cosmique sur la terre de quelques centaines par heures et pendant plusieurs jours. C'est ce qu'on appelle événement solaire (Solar Particle Event).

③ Les rayons cosmiques anormaux (RCA) proviennent de l'espace interstellaire au-delà de l'héliopause. La composition des RCA est très différente de celle des RCG et RCS, il comprend, par exemple, plus d'hélium que de protons, et plus d'oxygène que de carbone, et leur mécanisme de production est plus complexe.

1-3 Composition et abondance des rayons cosmiques.

La composition des rayons cosmiques n'est assez bien connue qu'à des énergies inférieures à 100 TeV où la détection directe est possible car le flux est important. Dans

^a (1 eV = 1.602×10^{-19} J)

cette plage d'énergie, les rayons cosmiques sont constitués de noyaux atomiques, des électrons, de photons, de neutrons, de neutrinos, d'antiprotons et éventuellement, des particules exotiques. Ce pendant la proportion de chaque composant varie en fonction de la plage d'énergie considérée. Dans la gamme d'énergie située entre 1 GeV ^(a) et quelques TeV, la majorité des hadrons sont des protons (~ 90 %) et des noyaux d'hélium (~10 %), Il existe aussi sous forme de trace des antiprotons, des noyaux plus lourds et leurs isotopes. Les leptons sont minoritaires (moins de 1 % du total), et sont constitués d'environ 90% d'électrons et de 10% de positons.

Au-delà de 100 TeV environ, la détection demande de larges détecteurs pour pouvoir recueillir suffisamment de particules afin d'en déduire la composition. Malheureusement, le coût des instruments pour l'espace augmente fortement avec leur taille c'est-à-dire leur masse. Il est possible avec des instruments au sol d'avoir de grandes surfaces de détection et une sensibilité beaucoup plus élevée mais ils ne peuvent pas mesurer la composition chimique des rayons cosmiques, à cause du bouclier que constitue l'atmosphère.

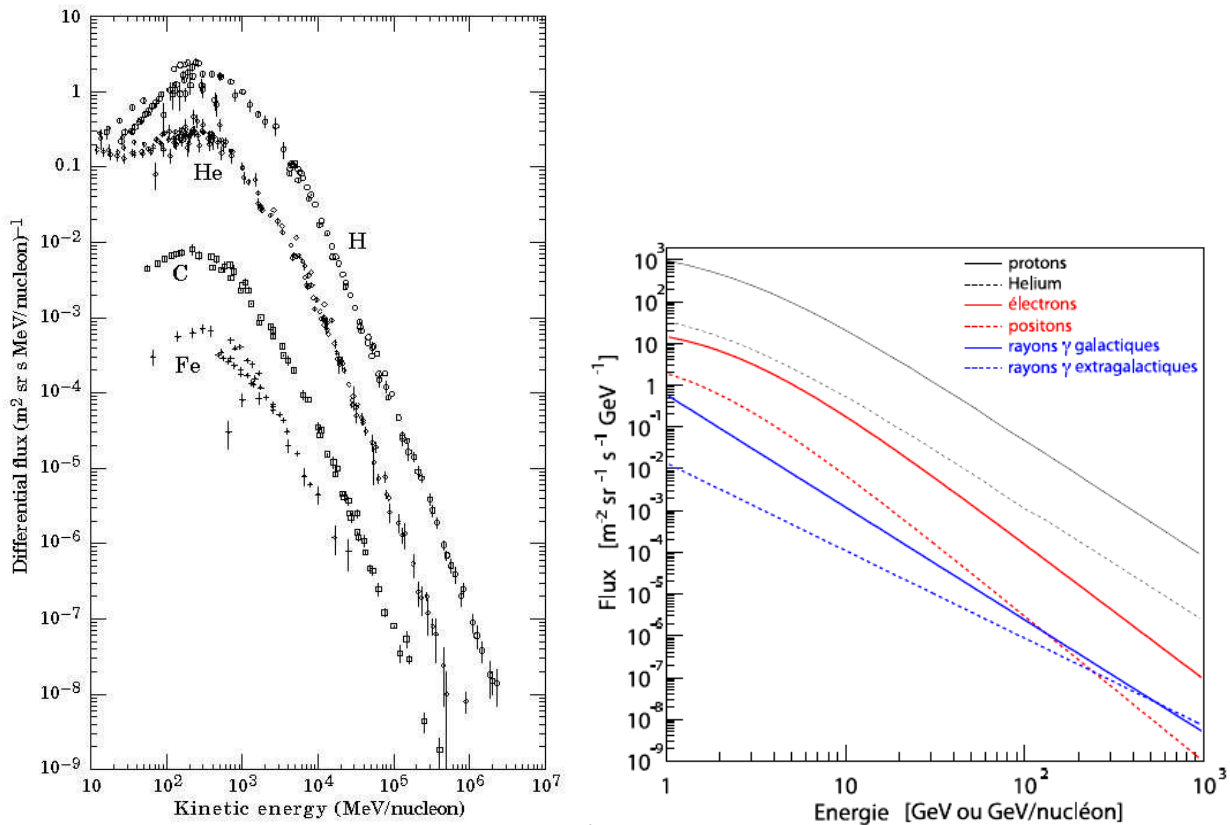


Figure 1-1 (A gauche) Spectre des rayons cosmiques chargés par type de noyaux. Cette figure montre que les rayons cosmiques sont des particules de matière banale (sans énergie) qui ont été accélérées dans des sites astrophysiques particuliers jusqu'à des vitesses relativistes (proche de la vitesse de la lumière)

Figure 1-2 (A droite) Composition dans la zone de sensibilité de l'expérience SiRad. Les rayons γ n'étant pas défléchis lors de leur transport, leur détection n'est pas du tout isotrope et on peut observer les sources, ponctuelles ou étendues. Dans cette figure ne sont montrés que les flux de rayons diffus Galactiques (dans le disque, en trait bleu plein) et extragalactiques (de part et d'autre du disque, en pointillés bleus).

^a 1keV = 10³ eV 1MeV = 10⁶ eV 1GeV = 10⁹ eV 1TeV = 10¹² eV 1PeV = 10¹⁵ eV 1EeV = 10¹⁸ eV 1ZeV = 10²¹ eV

Tous les rayons cosmiques galactiques sont des particules ionisées, c'est-à-dire, constitué de noyaux uniquement. Les particules perdent tous leurs électrons au cours des processus violents d'accélération. La [figure 1.2](#) montre la composition des rayons cosmiques chargés dans la zone de sensibilité de l'expérience SiRad.

Les abondances des noyaux dans les rayons cosmiques ont été mesurées par de nombreuses expériences, avec des détecteurs embarqués à bord de ballons ou de satellites. L'abondance de chaque noyau varie également en fonction de l'énergie considérée. [Le tableau 1.1](#) donne la moyenne de certains noyaux dans certains intervalles d'énergie tandis que, la [figure 1.5](#) montre les abondances relatives des noyaux pour une énergie de 170 MeV/nuc, comparées aux abondances relatives des éléments correspondants dans le système solaire [1].

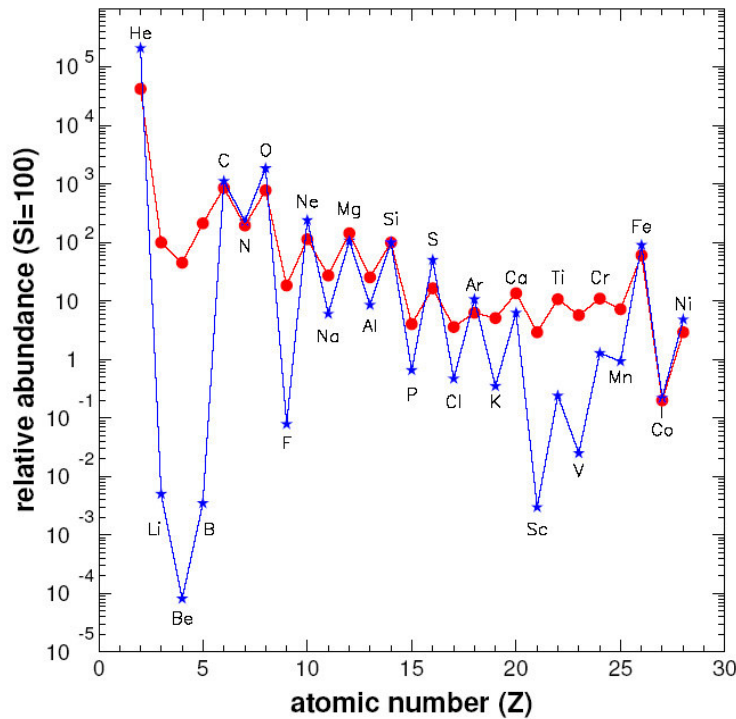


Figure 1-3 – Abondance relatives des différents éléments chimiques au sein du rayonnement cosmique et du système solaire. Pour le rayonnement cosmique, les abondances de H et He proviennent des mesures effectuées par BESS et GSFC (expériences en ballon) à 170 MeV/n, celles du Li au Ni sont dues aux mesures de CRIS à la même énergie, de même que celles du Cu au Zn, mais sur toute la gamme d'énergie 150–550 MeV/nuc. Pour le système solaire, les abondances proviennent de la compilation de Lodders (2003).

On observe sur la [figure 1-3](#), l'oscillation noyaux pairs/noyaux impairs, qui reflète des conditions de stabilité légèrement différentes bien connues de la physique nucléaire. Les noyaux les plus abondants sont les noyaux d'hydrogène (non représenté sur la [figure 1-3](#)), suivi de l'hélium, et dans une moindre proportion le carbone, l'oxygène et le fer. La similitude des abondances des éléments avec celles du système Solaire laisse supposer que le rayonnement cosmique est issu d'étoiles de composition semblable à notre Soleil.

On remarque cependant quelques différences importantes quand à l'abondance des éléments légers, comme le lithium (Li), le béryllium (Be) et le bore (B) plus présents dans le rayonnement cosmique que dans le système solaire, et dans une moindre mesure celle des éléments situés juste au dessous du pic du Fe. Comme ces éléments ne peuvent pas être produits directement par la nucléosynthèse des éléments à partir des étoiles, cette surabondance s'explique par les réactions de spallations induite « en vol » par les noyaux C, N et O d'une part, et par les noyaux Fe d'autre part ^(a).

L'étude de l'abondance des éléments issus des réactions de spallation peut renseigner sur la distance parcourue par le rayonnement cosmique [2], et peut aussi permettre – dans le cadre de modèles – de remonter à la composition source du rayonnement cosmique, d'identifier les sources et de comprendre les modèles d'accélération.

Cosmic rays				
Particle group	Nucleus charge	Integral particle intensity $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	Number of particles per 10^5 protons	
			in CR	in the Universe
Protons	1	1300	10000	1000
Helium	2	94	720	1600
L	3-5	2	15	10^{-4}
M	6-9	6.7	52	14
H	10-19	2	15	6
VH	20-30	0.5	4	0.06
SH	>30	10^{-4}	10^{-3}	7×10^{-5}
Electrons	1	13	100	10000
Antiprotons	1	>0.1	5	???

Tableau 1-1 : abondance relative et absolue des rayons cosmiques ($T > 2.5\text{GeV/nuc}$) [3]

1-4 L'antimatière dans les rayons cosmiques.

Les particules d'antimatière dans les rayons cosmiques sont essentiellement produites par spallation. Le milieu interstellaire étant assez ténu, ces antiparticules cosmiques peuvent se propager assez longtemps dans la Galaxie sans s'annihiler avec de la matière, et parcourir ainsi plusieurs milliers d'années-lumière. Ceci explique pourquoi on en détecte au voisinage de la Terre ou au dessus de l'atmosphère. Les antiparticules cosmiques sont essentiellement constituées d'antiprotons (1 antiproton pour 10 000 protons environ). Les réactions de spallations créent aussi des positrons et peuvent aussi en principe créer des noyaux plus complexes, comme des anti-deutérons

^(a) Les particules de très grande énergie (protons, noyaux d'hélium) qui composent le rayonnement cosmique galactique traversent le milieu interstellaire. Les collisions de ces particules avec les noyaux du milieu interstellaire (carbone, oxygène, azote) peuvent induire des réactions de spallation qui conduisent à la formation des éléments dits légers : lithium, béryllium et bore. Ces éléments sont fragiles et sont détruits dans les étoiles, dès que la température atteint 10^6 K environ.

(antineutron+antiproton), des anti-noyaux d'hélium, des anti-noyaux de carbone, etc. Dans la pratique, la probabilité d'un tel événement décroît quand on va vers les noyaux plus lourds, et les seuls noyaux que ce processus de spallation produit en quantité appréciable (que l'on peut espérer détecter) sont les antiprotons et les anti-deutérons. Certaines théories contemporaines de diffusion prévoient ce pendant de possibles contributions d'antiproton d'origine extragalactique au flux d'antimatière. Malheureusement, les données recueillies jusqu'à présent ne permettent pas d'établir une distinction fiable entre ces différentes hypothèses.

Les principes de conservation, relevés dans les divers processus d'interaction, fournissent une vision d'une totale symétrie entre les composants de la matière et de l'antimatière alors que les observations décrivent un univers où la matière est fortement prédominante sur l'antimatière. Selon la théorie de l'antimatière d'origine primordiale, l'univers serait au contraire constitué de vastes amas de galaxies faites d'étoiles, et de vaste amas d'anti-galaxies, qui seraient entièrement faites d'anti-étoiles. Une preuve très solide de l'existence d'anti-étoiles serait la détection même d'un unique anti-noyau de numéro atomique Z supérieure à 2 (l'anti hélium ou l'anti carbone par exemple), qui aurait été synthétisés soit aux premiers instants du big-bang, soit par un processus similaire à celui qui crée des noyaux atomiques dans les étoiles ordinaires, par nucléosynthèse anti-stellaire suivi de capture d'antiélectron. Car on ne connaît pas d'autre processus assez efficace pour créer de l'anti-noyau. Toutefois, l'espoir est mince, car il est vraisemblable que ces anti-étoiles, si elles existent, soient de toute façon trop éloignées de nous ^(a), et selon les modèles de diffusion, plus un noyau est lourd, plus il est confiné par le champ magnétique galactique et les chances de l'anti-noyau de s'éloigner de l'anti-galaxie (si elles existent) sont très minces.

1-5 Spectre d'énergie des rayons cosmiques.

Le spectre différentiel d'énergies du RCG (Figure 1-14) ^[4], est la courbe du flux ^(b) de RC en fonction de l'énergie. L'unité est " particules / $\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$ ". Le graphique est double logarithmique. Ce spectre est majoritairement dû aux rayons cosmiques chargés dont le flux domine nettement les autres types de particules. Il a été obtenu en compilant les résultats des diverses expériences (Figure 1-13), couvrant la gamme d'énergie allant de moins de 10^9 eV à environ 10^{21} eV, soit environs 11 décades en énergie, et 32 ordres de grandeur en flux. L'éventail des particules primaires de RC en dessous d'environ 10 GeV/nucléons ne peut pas être directement mesuré en raison de la modulation solaire.

Le spectre différentiel d'énergies du RCG est apparemment régulier mais en le regardant de près, on remarque qu'il présente cinq zones distinctes d'énergie :

^(a) Puisqu'on n'observe pas de rayonnement d'annihilation, signature d'une ligne de contact entre les domaines de matière et d'antimatière, du moins pas en provenance de notre galaxie.

^(b) Number of cosmic ray particles passing through a unit area surface in a unit time from a unit space angle per energy unit

- les basses énergies : $E_p < 10^9$ eV
- Les énergies intermédiaires : 10^9 eV $< E_p < 10^{15}$ eV.
- Les grandes énergies : 10^{15} eV $< E_p < 10^{18}$ eV.
- Les hautes énergies : 10^{18} eV $< E_p < 10^{19}$ eV
- Les Ultra-Energétiques : $E_p > 10^{19}$ eV

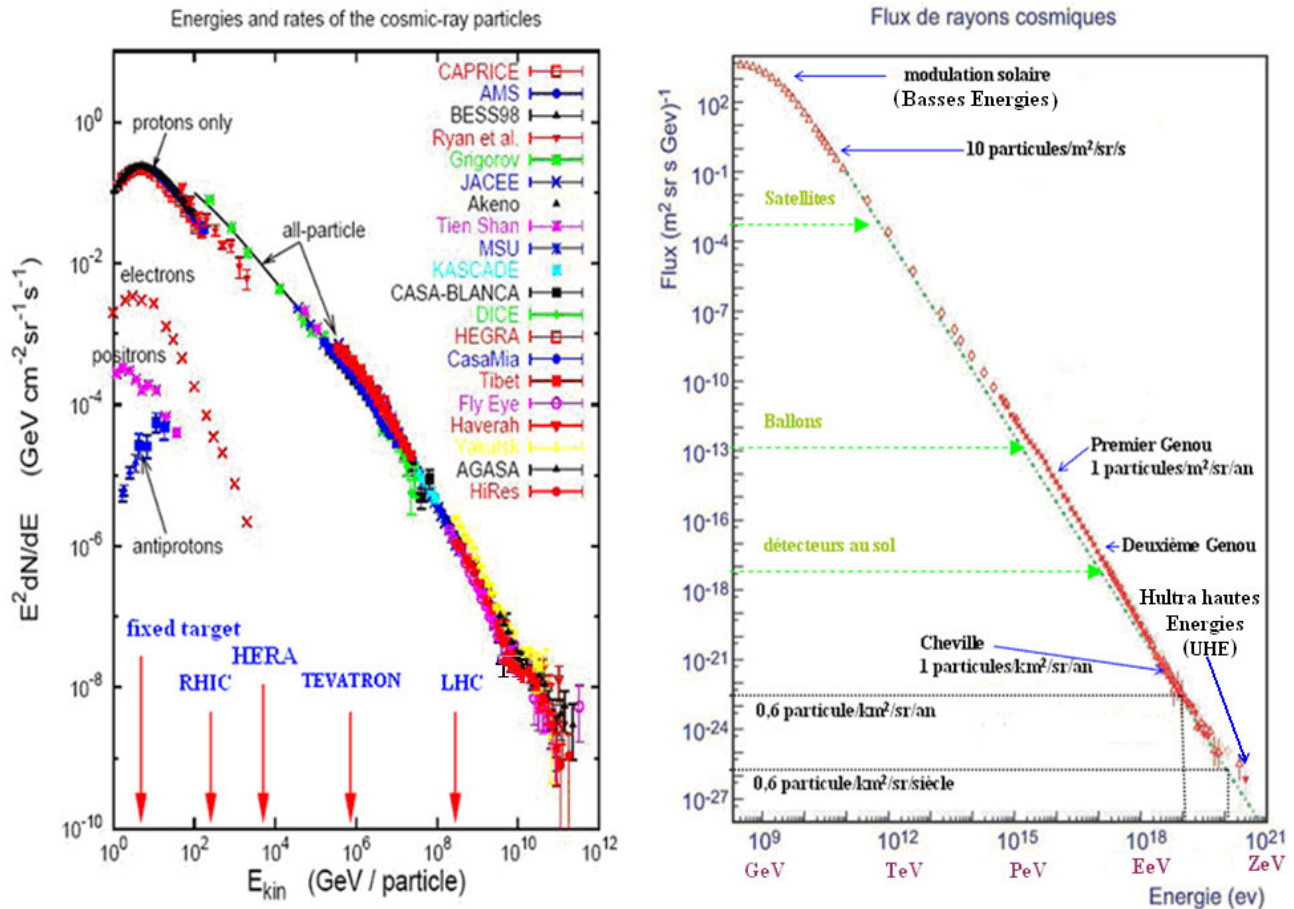


Figure 1-4: (A gauche) Zone d'étude des différentes expériences effectuées pour l'étude des rayons cosmiques. Pour comparaison, l'énergie maximale (correspondant à une particule sur une cible fixe) de plusieurs accélérateurs figure également sur ce graphique.

Figure 1-5: (A droite) Spectre différentiel global des énergies des rayons cosmiques

En première approximation, le flux énergétique des RC peut être considéré comme étant isotrope aux environs de la terre. Il est donc raisonnable d'ajuster le spectre différentiel d'énergies du RCG par une loi de puissance .

Outre les basses énergies, les autres zones du spectre peuvent être parfaitement ajustées par une succession de loi de puissance $\frac{\partial N}{\partial E} \propto E_p^{-\gamma}$ dont l'indice spectrale γ

change lorsqu'on passe d'une zone d'énergie à une autre. Les points de changement d'indice spectrales sont respectivement appelés premier genoux, deuxième genou, et cheville.

Pour $10^9 \text{ eV} < E_P < 10^{15} \text{ eV}$:	$\gamma \approx 2,7$	premier genou	$E_P \approx 10^{15} \text{ eV}$
Pour $10^{15} \text{ eV} < E_P < 10^{18} \text{ eV}$:	$\gamma \approx 3$	deuxième genou	$E_P \approx 10^{18} \text{ eV}$
Pour $10^{18} \text{ eV} < E_P < 10^{19} \text{ eV}$:	$\gamma \approx 3,2$	cheville	$E_P \approx 10^{19} \text{ eV}$
Pour $E > 10^{19} \text{ eV}$:	$\gamma \approx 2,75$		

La **figure 1.6** représente le spectre redressé multiplié par E^3 pour mettre en évidence ces changements de pente.

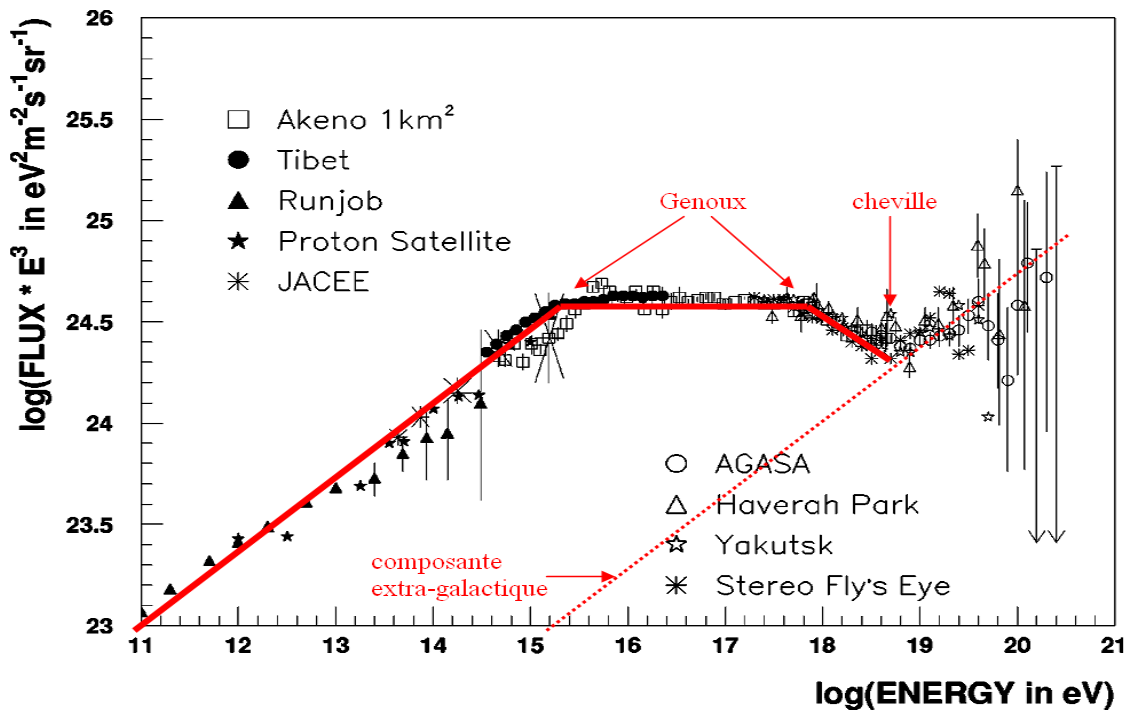


Figure 1-6 Spectre redressé des rayons cosmiques, donnant le flux différentiel multiplié par E^3 . Le premier genou, le second genou et la cheville y apparaissent clairement, par énergie croissante, de même que la très grande incertitude des flux de rayons cosmiques au delà 10^{19} eV . Les données de Fly's Eye et Yakutsk sont normalisées au spectre d'Akeno 1 km^2 [5].

1.5.1 Les basses énergies

Aux basses énergies (énergie cinétique de la particule $E_p < 10^9 \text{ eV}$), le flux des rayons cosmiques galactiques est très important (Des mesures ont été effectuées à bord des sondes spatiales notamment *Voyager* et *Pioneer* [6]), mais il est cependant très difficile qu'ils parviennent à proximité de la Terre car à une distance d'environ 100 UA autour du soleil ils sont repoussés par les vents solaires ^(a). Ainsi aux basses énergies le flux est

^(a) Le Soleil émet aussi des particules (protons, électrons, noyaux d'hélium, etc.) : c'est le vent solaire. Ce plasma émis à la surface du Soleil crée un champ magnétique dans lequel baigne le système solaire et qui dévie une grande partie des rayons cosmiques de basse énergie venant de la Galaxie. C'est par exemple l'interaction avec ce vent qui est responsable de la queue des comètes.

dominé aux environs de la terre par les particules solaires. Le flux des rayons cosmiques galactiques étant modulé par l'activité solaire, qui suit un cycle d'environ 11 ans ^(a), au cours duquel il est beaucoup plus élevé en période de repos solaire et atteint son minimum aux maximas d'activité solaire. Outre la modulation solaire, les particules de basse énergie subissent aussi l'influence du champ magnétique terrestre. Quand on se rapproche de la terre à une distance inférieure à 10 rayons terrestres, le champ magnétique terrestre devient prédominant devant les champs solaire et galactique ^(b). Le champ magnétique terrestre joue alors le rôle d'un bouclier magnétique qui empêche les particules de rigidité ($R=pc/Ze$) inférieure à une valeur critique de pénétrer dans la magnétosphère terrestre. On observe donc un maximum correspondant à une pénétration à peu près totale vers 10^9 eV.

1.5.2 Les énergies intermédiaires

Aux énergies intermédiaires (10^9 eV $<$ E_p $<$ 10^{15} eV), le flux de particules décroît en suivant une loi de puissance d'indice spectral $\gamma \approx 2,7$. Dans ce domaine, les rayons cosmiques peuvent être observés directement avec des ballons ou des satellites présentant une surface effective de détection de l'ordre du mètre carré et qui permettent de s'affranchir du bouclier que constitue l'atmosphère. Ces observations directes permettent de réaliser des mesures sur le rayon cosmique primaire et ainsi d'accéder à la nature de la particule pour déterminer la composition du rayonnement cosmique.

Les origines des particules dans ce domaine d'énergie sont généralement attribuées à des sources galactiques. Pour les modèles dits "galactiques" qui témoignent de cette origine galactique des rayons cosmiques, les explosions de supernovae et les traces qu'elles laissent sous la forme de "SuperNovae Remnants (SNR)" sont les candidats sources privilégiés [7]. Les explosions de supernovae se produisent dans notre galaxie environ chaque cinquante année.

1.5.3 Le premier genou et les grandes énergies.

Autour $E_p \approx 3 \cdot 10^{15}$ eV, une brisure de la pente, appelée "premier genou", apparaît dans le spectre. L'indice de la loi en puissance passe ainsi de $\gamma \approx 2,7$ à $\gamma \approx 3$. A partir de cette énergie, les faibles flux de particules rend impossible l'observation directe des rayons cosmiques au dessus de l'atmosphère, car il faudrait déployer des surfaces de détection gigantesques pour parvenir à compenser le faible nombre d'évènements. On observe à l'aide de détecteurs au sol la gerbe de particules secondaires initiée dans l'atmosphère, ou gerbe atmosphérique. Cette détection indirecte rend difficile la détermination de l'énergie et de la nature de la particule primaire. D'une part, les gerbes atmosphériques sont soumises à de grandes fluctuations statistiques, notamment sur le lieu de la première interaction, et d'autre part, les calculs utilisés pour estimer la nature des particules sont basés sur le résultat de modèles validés à plus basse énergie.

^(a) Dans l'absolu, l'activité solaire est réglée par un cycle d'une période moyenne de 11,2 ans d'un maximum au suivant, mais la période peut varier entre 8 et 15 ans. L'amplitude des maxima peut aller du simple au triple. Le cycle de 11 ans a été déterminé pour la première fois par l'astronome amateur allemand Heinrich Schwabe vers 1843.

^(b) L'intensité du champ magnétique terrestre au niveau de la mer et à l'équateur est de l'ordre de $300 \mu\text{G}$ alors que les intensités respectives des champs solaires et galactiques sont $50 \mu\text{G}$ et $2.5 \mu\text{G}$.

Les résultats obtenus sur la composition du spectre autour du premier genou varient fortement selon le modèle utilisé [8]. Ces études ne permettent pas encore de conclure sur la véritable nature du premier genou [9] qui constitue donc une zone de recherche très active, principalement par l'expérience KASCADE (réseaux de détecteur au sol), réalisé en Allemagne. Néanmoins on avance les hypothèses selon lesquelles, cette brisure pourrait être due à l'existence de sources différentes au-dessus de 10^{15} eV, à un confinement moins important des rayons cosmiques, ou à un changement de nature de la particule. Certains modèles disent que l'énergie maximale accessible à une particule est $Z \times 10^{14}$ eV. Ces modèles permettent d'interpréter le premier genou du spectre des rayons cosmiques comme étant l'énergie au delà de laquelle les noyaux légers ne peuvent pas être accélérés par les supernovae. Une modification de la composition des rayons cosmiques est alors attendue à cette énergie. Pour les énergies supérieures à 10^{16} eV, une autre source doit être envisagée. On peut noter ici qu'il existe une incertitude quant à l'énergie maximale accessible par ce processus d'accélération [10].

1.5.4 Le second genou.

Autour de $E_p \approx 10^{17.5}$ eV un second genou aussi appelé "le genou du Fer" apparaît dans le spectre. L'indice de la loi en puissance est alors de $\gamma \approx 3,2$. Ce changement de régime n'est aujourd'hui pas bien expliqué. Certaines théories pensent que, ce changement serait dû à un changement dans le processus d'accélération ou de propagation des rayons dans la galaxie. (Cette région du spectre est notamment investiguée par l'expérience KASCADE-GRANDE [11]).

Pour des énergies E_p supérieures à 10^{19} eV, la formule classique du rayon de giration

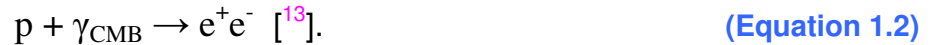
$$\left(R_{parsec} = \frac{E_{p(eV)}}{Z \times B_{(10^{-10} T)}} \right) \quad \text{(Equation 1.1)}$$

montre que, le rayon de Larmor R d'un proton dans le champ magnétique galactique ($B=10^{-10}$ T) devient comparable aux dimensions de la galaxie. Le confinement magnétique cesse. La particule peut alors quitter la galaxie, mais elle peut tout aussi y entrer en provenance de l'espace extragalactique. Le flux des particules extragalactiques devient alors dominant, et puisque ce flux est isotrope, il est communément admis que l'origine des particules à la cheville est extragalactique. Le second genou ne marquerait alors que la fin du spectre galactique.

D'après les modèles de diffusion, plus un noyau est lourd, plus il est confiné par le champ magnétique galactique. Si le second genou correspond à la transition galactique/extragalactique, en deçà de quelques 10^{18} eV, le flux doit être constitué majoritairement de noyaux lourds, et au-dessus de 10^{18} eV le flux devra être majoritairement composé de noyaux légers. L'imprécision des mesures actuelles ne permet pas de favoriser aucune de ces scénarios. Seule une mesure de la composition du rayonnement permettra d'infirmer ou de confirmer cette hypothèse.

1.5.5 La cheville et les Ultra-Energétiques. (Ultra-high-energy cosmic rays UHECR)

La cheville se situe à $E_p \approx 5.10^{19}$ eV, le spectre semble se redresser et l'indice spectral passe alors de $\gamma \approx 3,2$ à $\gamma \approx 2,75$. La cheville correspondrait à l'énergie où la composante extragalactique deviendrait prépondérante. Une autre hypothèse consiste à dire que, le spectre extragalactique étant devenu prédominant, la cheville résulterait d'une perte d'énergie lors de l'interaction du rayonnement extragalactique avec le fond diffus cosmologique CMB ^(a) [12]. Pour un flux constitué de proton, on aurait :



En fait, l'existence du CMB, conduit à attendre une chute brutale du flux des rayons cosmiques autour de 10^{20} eV. Ces photons extrêmement froids semblent parfaitement inoffensifs, mais dans le référentiel propre du rayon cosmique qui se précipite sur eux avec un facteur de Lorentz de 10^{11} , le simple photon micro-onde devient alors un photon gamma redoutable, capable de créer une paire électron/positon ou même un pion. Ceci, dans le référentiel naturel de l'univers, ne peut se faire qu'aux dépens du rayon cosmique, qui doit abandonner une partie de son énergie.

Il se trouve que ces pertes d'énergie sont en réalité extrêmement efficaces dans le cas de la production de pions.



Chacune de ces interactions réduit l'énergie du cosmique d'environ 20%, et elles se produiront tant que l'énergie totale ($p - \gamma_{\text{CMB}}$) dans le centre de masse sera supérieure au seuil de production de la résonance Δ . On montre qu'un proton (et a fortiori un noyau, sujet à la photo-dissociation) ne peut se propager à une énergie supérieure à 10^{20} eV pendant plus d'une centaine de millions d'années lumière. C'est la coupure GZK ^(b) [14] [15]. La conséquence de cette coupure GZK est illustrée dans la (Figure.1.7) qui montre que des protons très énergétiques ont une probabilité intégrée de plus en plus grande d'interaction lors de leur propagation. Ils vont progressivement perdre leur énergie pour converger vers la valeur seuil d'environ $10^{19.4}$ eV au bout d'une centaine de Mpc ^(c). Cet effet d'interaction se traduit finalement dans le spectre par un effondrement du flux pour les énergies supérieures à $5.10^{19.4}$ eV. (Figure. 1.5).

Cet effet particulier a été confirmé récemment par l'Observatoire Pierre Auger [16]. L'Observatoire Pierre Auger, est un détecteur géant, spécialement dédié au domaine des hautes énergies. Il présente une surface de détection très grande et a accumulé

^(a) Le fond diffus cosmologique CMB (pour Cosmic Microwave Background) encore appelé, fond de rayonnement cosmologique, ou *rayonnement fossile* ou encore *rayonnement à 2,7K*, sont des photons extrêmement froids, qui remplissent uniformément l'univers, (reliques de l'époque dense et chaude qu'a connue l'Univers il y a environ 13 milliards d'années, conformément aux prédictions des modèles de Big Bang).

^(b) GKZ pour Greisen, Zatsepin et Kuzmin, les 3 physiciens à l'origine de cette prédiction en 1966.

^(c) 1 parsec vaut $3,085\ 677 \times 10^{16}$ m, soit environ 3,261 564 années-lumière, ou trente mille milliards de kilomètres. La Terre est à 0,0086 Mpc du centre de notre galaxie qui a pour diamètre 0,015 Mpc

depuis 2004, suffisamment de statistique permettant d'obtenir des résultats décisifs sur plusieurs aspects du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie.

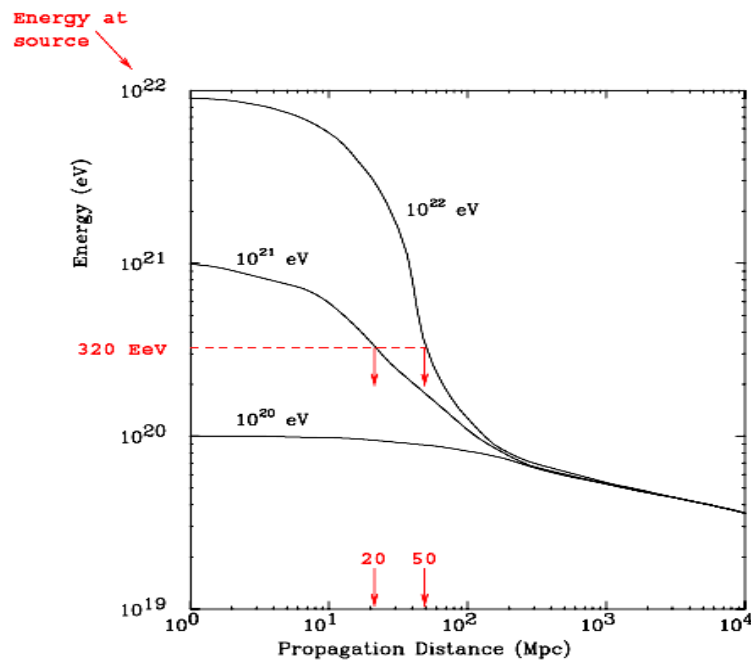


Figure 1-7 : Énergie d'un proton en fonction de la distance parcourue dans le rayonnement fossile à 3 K. Les distances sont exprimées en millions de parsecs (Mpc). On constate que, quelle que soit l'énergie de départ, l'énergie mesurable après un parcours d'au moins 100 Mpc, reste inférieure à 10^{20} eV.

1-6 les rayons cosmiques dans l'environnement terrestre.

La terre possède un vaste et complexe environnement qui se prolonge jusqu'à des distances considérables. Cet environnement comprend une vaste couche gazeuse et un champ d'induction magnétique. Du fait qu'elle se trouve aux abords du soleil elle subit de la part de ce dernier une influence non négligeable. Les particules galactiques ou extragalactiques subissent l'influence du champ magnétique solaire et du champ magnétique terrestre avant d'être détectées dans le voisinage de la Terre. Il faut donc bien connaître ces phénomènes si l'on veut remonter à une information pertinente sur le rayonnement galactique.

1.6.1 Héliosphère et la modulation solaire.

L'héliosphère est la région où règne le champ magnétique solaire. L'héliosphère est une grosse bulle magnétique au milieu du vent interstellaire. À l'intérieur de l'héliosphère, le milieu interplanétaire est balayé en permanence par un vent de particules électriquement chargées expulsé du soleil. Ce vent est très peu dense (10 particules par centimètre cube), mais très rapide (400 à 800 km/s), c'est donc un vent supersonique. Ce vent est majoritairement constitué de protons, de noyaux d'hélium, et des électrons. Il emporte avec lui le champ magnétique solaire gelé dans un plasma selon une géométrie en spirale (spirale d'Archimède) [17] (voir figure 2.1).

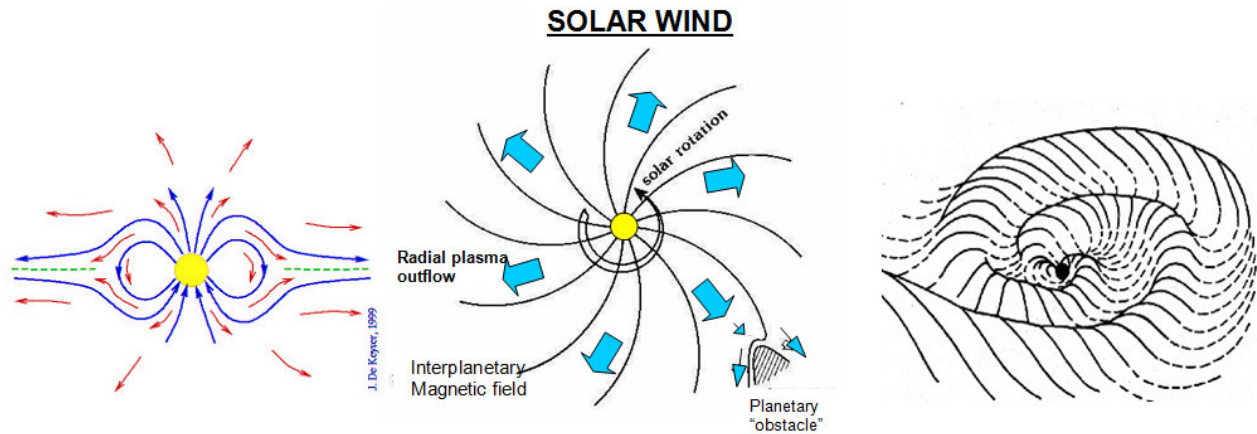


Figure 1-8 – Représentation simple du vent solaire. A gauche coupe méridienne avec le plasma (flèches rouges) et les lignes de champs magnétiques (flèches bleues). Au milieu coupe équatoriale avec lignes de champ magnétique (lignes continues) et flux de plasma (flèches). A droite, une vue d'artiste de la figure du centre.

Pour comprendre l'origine du vent solaire nous devons nous rappeler que Le Soleil est une étoile magnétiquement active. Toute la matière solaire se trouvant sous forme de gaz et de plasma ^(a) en raison des températures extrêmement élevées, le Soleil tourne plus rapidement à l'équateur qu'aux pôles. Cette rotation différentielle des latitudes solaires donne au champ magnétique solaire une forme de spirale en perpétuelle rotation, les lignes de champ se trouvant emmêlées les unes aux autres au cours du temps. Ces couplages complexes entre le champ magnétique solaire, sa rotation différentielle, et les mouvements de convection près de sa surface, sont la source de nombreux phénomènes souvent violents qui constituent l'activité solaire ^(b). Citons entre autres : Les protubérances éruptives (*eruptive prominences*), Les éruptions solaires (*solar flares*), Les tâches solaires (*sunspot*). Ces violents phénomènes projettent dans l'atmosphère solaire, d'énormes jets de plasma brûlant constitué des rayonnements et des particules de matières ionisées et canalisées par des boucles de champ magnétique sous forme de filaments pouvant s'étendre jusqu'à 400 000 km de la surface du Soleil.

Lors de leurs entrées dans l'héliosphère, les rayons cosmiques galactiques sont influencés par le vent solaire et le champ magnétique interplanétaire (IMF). Cette influence appelée modulation solaire du RCG, s'observe par exemple, dans le changement de l'intensité du RCG et de leur spectre. L'amplitude de la modulation dépend du niveau de l'activité solaire, et est très différente selon les énergies des RCG. Par exemple, la modulation est seulement de quelques pourcentages tout au long du cycle solaire pour des particules avec de l'énergie de plusieurs dizaines de GeV/ nucléon,

^(a) Un plasma est une phase de la matière constituée de particules chargées, d'ions et d'électrons

^(b) L'activité solaire est cyclique et suit un cycle moyen de 11.2 ans. (En réalité cette périodicité oscille entre 9 et 14 ans) la particularité majeure de ce cycle étant une période d'activité minimale suivie d'une phase de paroxysme qui dure moins de trois ans. La mesure de cette activité est indiquée par le nombre de taches de soleil observé, celui-ci est directement proportionnel à l'activité solaire. Le 24ème cycle solaire a débuté le 11 décembre 2007 avec l'apparition d'un nœud magnétique à la surface du Soleil, le premier groupe de taches bipolaires offrant une polarité opposée est apparu le 3 janvier 2008. Le prochain maximum devrait se produire en 2011 ou 2012.

alors qu'elle peut être multiplié par un facteur de 100 pour les particules de 300 Mev/nucléon.

La théorie de la modulation solaire est à ce jour, bien développée bien que tous les détails ne soient pas encore complètement compris. Toutes les études de modulation sont actuellement basées sur la théorie de transport proposée par Parker en 1965. Pour le développement de cette théorie, le lecteur peut se référer à [18].

La figure 1-9 présente la variation en fonction du temps, du nombre de taches solaires, du flux de neutrons et de l'index AA ^(a). Ce dernier est une mesure, de la fluctuation du champ magnétique à proximité de la terre. On observe une anti-corrélation entre le nombre de taches solaires et le nombre de neutron mesuré sur la terre. Par contre l'index AA est corrélé au flux des rayonnements, ceci est une signature de la modulation du flux de rayonnements cosmique par le soleil.

L'activité solaire et le vent solaire ont également une grande influence sur un certain nombre de phénomènes observables sur la terre. Lors du pic maximal de l'activité du Soleil, les protubérances sont légions, on assiste à de fréquentes éruptions solaires, et les taches se multiplient à la surface du Soleil. Dans l'environnement terrestre, on observe une forte perturbation magnétique, beaucoup de tempêtes géomagnétiques, de fréquentes aurores polaires, et les satellites en orbite autour de la Terre, accusent de plus en plus de mauvais fonctionnement.

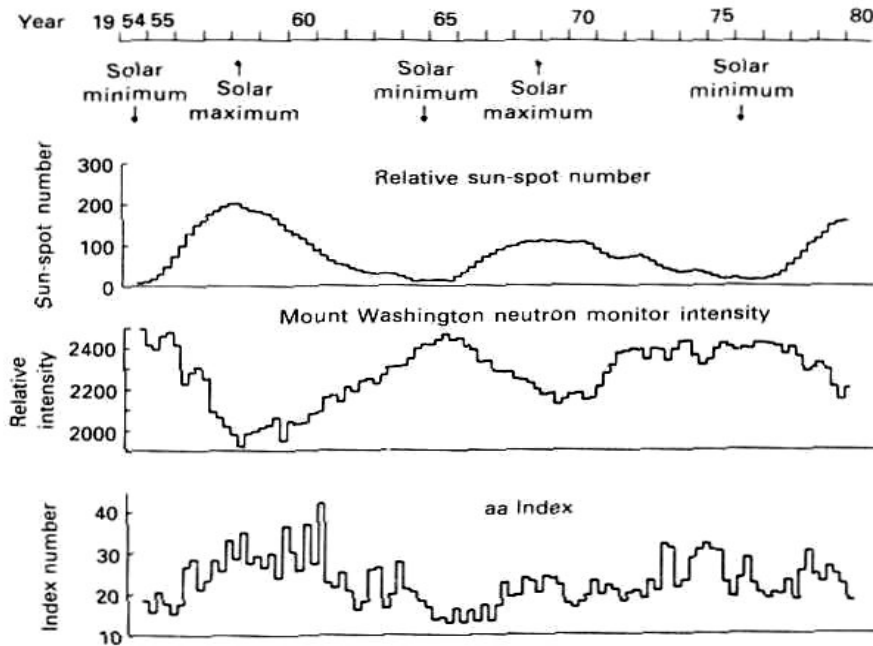


Figure 1-9: La corrélation entre le nombre de taches solaires solaire, le flux de neutrons et l'index géomagnétique AA [19]

^(a) L'index géomagnétique AA est un index planétaire basé sur l'observation à deux stations antipodes, à l'origine Greenwich et Melbourne, mais de plus en plus remplacé par d'autres stations. Les valeurs quotidiennes sont formées à partir d'une moyenne des 8 valeurs prises toutes les trois heures.

1.6.2 Le champ géomagnétique et la coupure géomagnétique.

Quand on se rapproche de la terre, à une distance d'environ 14 rayons terrestres, commence l'interaction entre le vent solaire, qui transporte le champ magnétique interplanétaire, et le champ magnétique terrestre. Le vent solaire, exerce une pression sur les lignes de champ géomagnétique en les comprimant côté jour (hémisphère exposé au Soleil) et en les étirant en une longue queue magnétique côté nuit, créant ainsi un système de courants électriques complexes dans la magnétosphère. A une distance inférieure à 10 rayons terrestres, le champ magnétique terrestre devient prédominant devant les champs solaire et galactique ^(a). Celui-ci joue le rôle d'un bouclier magnétique et empêche les particules de rigidité inférieure à une valeur critique d'atteindre la terre. Ceci conduit au concept de la coupure géomagnétique qui signifie un seuil de rigidité pour les particules de RC qui peuvent atteindre un certain point géographique de la terre.

Ce phénomène a été formalisé pour la première fois par Störmer [20] dans l'approximation d'un champ terrestre dipolaire. Cette approximation est raisonnable si l'on considère la terre comme dipôle magnétique de moment magnétique $M=7.8 \times 10^{22} \text{A.m}^{-2}$, dont l'axe Nord-Sud magnétique est inversé par rapport à l'axe géographique, et incliné de 11.2° , le pôle sud magnétique se trouvant à 78.5° Nord et 291° Est, et le centre du dipôle étant décalé par rapport au centre géographique de la terre d'environ 534 kilomètres dans la direction $\approx 22^\circ$ Nord et $\approx 144^\circ$ Est.

Störmer a ainsi montré que la valeur seuil en dessous de laquelle les particules sont défléchies loin de la terre [20] est :

$$R_{\text{cut}} = \frac{M}{2(R_{\oplus} + h)^2} \times \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \xi \cos \Phi \cos^3 \theta_{\text{mag}}}}{\cos \Phi \cos \theta_{\text{mag}}} \right)^2 \tag{Equation 1.5}$$

Où ξ est le signe de la charge de la particule incidente, R_{\oplus} le rayon de la Terre, h l'altitude de détection, θ_{mag} la latitude magnétique, et Φ l'angle Est-Ouest défini comme étant l'angle entre un méridien et la trajectoire de la particule incidente.

De manière qualitative, cette formule montre que plus la latitude est grande plus la valeur de la coupure est faible. Ainsi de l'équateur vers les pôles, de plus en plus de particules cosmiques ayant une rigidité de plus en plus faible peuvent parvenir au sommet de l'atmosphère. Si l'on veut détecter des particules primaires de relativement basse énergie, il convient de se placer à grande latitude, c'est-à-dire près des pôles.

^(a) L'intensité du champ magnétique terrestre au niveau de la mer et à l'équateur est de l'ordre de $310 \mu\text{G}$ alors que les intensités respectives des champs solaires et galactiques sont $50 \mu\text{G}$ et $2.5 \mu\text{G}$

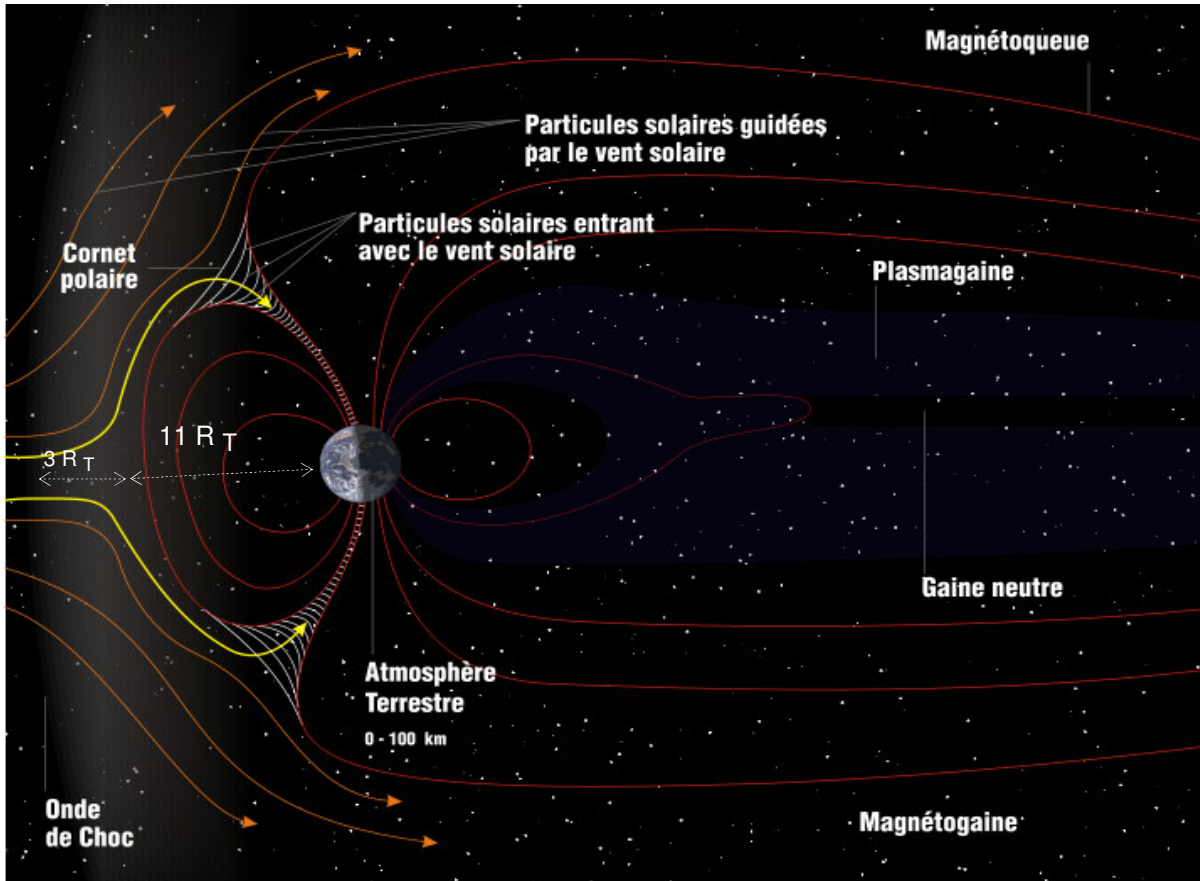


Figure 1-10 Une vue schématique de l'impact entre le vent solaire et le champ géomagnétique (l'obstacle). Le front du choc est à 14 rayons terrestres (R_T) très loin de la terre. À $11 R_T$, il y a la magnétopause^(a), la surface qui délimite la zone où le champ géomagnétique devient dominant et où le vent solaire est empêché d'entrer, dans la magnétosphère.

Le seuil de rigidité impose que toute particule détectée avec une rigidité inférieure à la limite sera nécessairement un secondaire produit dans l'atmosphère. Par exemple, un proton détecté à une latitude de 0.2 radians (environ 11 degrés) à 38km d'altitude ne pourra être d'origine galactique que si son énergie cinétique est supérieure à 8 GeV. Par contre cette limite descend à 2 GeV à une latitude géomagnétique de 45 degrés. En dessous de cette limite il s'agit alors de particules dites piégées car elles ne peuvent évoluer que dans les zones bien confinées. Ce sont d'ailleurs pour cela que les aurores boréales^(b) ont lieu à cet endroit. Le mécanisme de piégeage fait osciller périodiquement les particules au sein de régions appelées ceinture de Van Allen. C'est une vaste ceinture torique autour de la terre découverte par James Van Allen en 1958. Il existe en fait deux ceintures de Van Allen bien distinctes : La première, dite ceinture intérieure, reste comprise entre $\pm 40^\circ$ de latitude et $1,5$ à $2,5 R_T$ d'altitude suivant la latitude, est peuplées par des protons et des électrons avec des énergies d'environ

^(a) Il est important de rappeler qu'un mot ayant le suffixe sphère représente une couche (virtuelles), alors que le suffixe pause qualifie la limite supérieure d'une couche avec la couche suivante.

^(b) Les aurores boréales sont des phénomènes lumineux dus à l'ionisation des atomes de l'ionosphère située entre 80 et 400km par des particules d'énergies de l'ordre du keV créés lors des orages magnétiques.

quelques dizaines de MeV. La seconde, dite ceinture extérieure, recouvre largement la précédente. Elle s'étend entre des latitudes de 55 à 65° et son épaisseur est de plusieurs dizaines de kilomètres. Elle est peuplée des protons et des électrons d'énergie inférieure à 1 MeV. La distinction entre les deux ceintures reste toutefois assez arbitraire puisque la répartition des charges électriques reste tout à fait progressive entre les différentes zones. Le mécanisme conduisant au piégeage est due au mouvement en spirale des particules chargées autour des lignes de champ géomagnétique. Les trajectoires décrites par ces dernières sont complexes, mais des périodicités apparaissent et leur mouvement peut être décrit comme la superposition de trois mouvements élémentaires.

- Giration

Ces particules de charge q traversant le champ \vec{B} se trouvent donc soumis à une force \vec{F} s'écrivant sous la forme $\vec{F} = q \vec{V} \wedge \vec{B}$. En suivant cette équation, la particule s'enroule autour de \vec{B} selon une hélice circulaire dont l'axe est une ligne de force (voir [Figure. 1-11](#) gauche). Ce mouvement est appelé rotation cyclotron. La période de rotation de la particule est très brève et est dépendante de sa masse et de sa charge (de l'ordre de 10^{-4} s pour un électron et une période 2000 fois plus importante pour un proton).

- Oscillation Nord-Sud

Sous l'influence du gradient du champ magnétique (qui croît lorsqu'on se rapproche de la surface du globe), le centre de la giration, ou centre de guidage, rebondit entre deux points miroirs magnétiques, symétriques par rapport à l'équateur magnétique et avec une période de l'ordre de la seconde. Une particule chargée décrit ainsi autour d'une ligne de champ une hélice très resserrée au voisinage des points miroirs, et assez lâche à l'équateur (voir [Figure. 1-11](#) droite). Le mouvement de rebond est toutefois impossible si la ligne de champ est ouverte vers la queue de la magnétosphère ou si l'altitude des points miroirs est suffisamment basse pour que la particule entre en collision avec les molécules de la neutrosphère.

- Dérive en longitude

Sous l'influence de la courbure de la trajectoire du centre de guidage, et du gradient du champ magnétique, les électrons subissent, une dérive en longitude d'ouest en est, et les protons d'est en ouest (voir [figure. 1-11](#) centre). La période de cette dérive est variable de l'ordre de la minute ou de l'heure selon l'énergie des particules, l'altitude des lignes de force et la latitude des points miroirs.

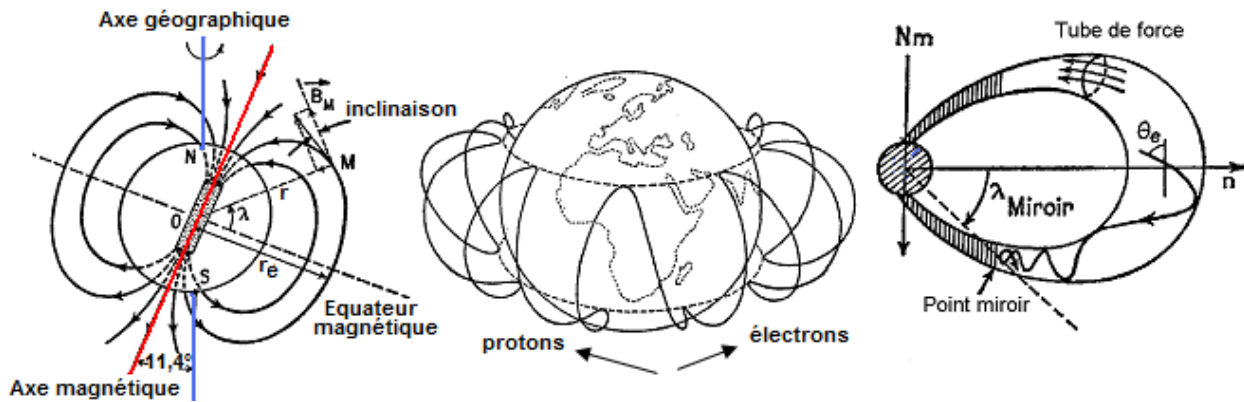


Figure 1-11 A gauche, Induction magnétique terrestre et ses lignes de forces. Au centre, Dérive en longitude des charges électriques. A droite mouvement nord-sud d'une charge entre points miroirs

1-7 les rayons cosmiques dans l'atmosphère.

Il est peu probable qu'un RC dit primaire atteigne le sol terrestre. Lorsqu'il aborde les hautes couches de l'atmosphère à une trentaine de kilomètres d'altitude, il se heurte aux noyaux des gaz constituant l'atmosphère (oxygène, azote, etc.). Il se brise sous l'effet du choc, et produit toute une série de particules élémentaires dites "rayonnement secondaire", qui à leur tour subissent une série de collisions et d'interactions successives, formant une véritable cascade de particules. La cascade est faite de deux composantes principales.

L'une provient directement des collisions nucléaires et est appelée composante «dure». Elle se compose des électrons, des positrons, des protons, des neutrons, des antiprotons, des antineutrons, des mésons, des hyperons, des photons γ , des neutrinos...

L'autre est surtout constituée de rayons γ et est appelée la composante «soft» ou composante électromagnétique. Elle provient du rayonnement sous forme de rayons gamma (γ) d'une partie de l'énergie des électrons, lorsqu'ils passent dans le champ électrique des noyaux atmosphériques. Ce phénomène est connu sous le nom de "bremsstrahlung" ou rayonnement de freinage.

Les deux composantes de la cascade ont différentes largeurs spatiales horizontales. La largeur absolue dépend de l'énergie des particules entrantes : plus la particule est énergétique, plus large est la cascade qu'elle génère. Des gerbes de muons de plusieurs dizaines de kilomètres de large ont été détectées, ce qui implique que l'énergie de la particule de RC qui a été produite était de l'ordre de 10^{20} eV.

Aucun rayon cosmique primaire n'a de chance d'atteindre directement le sol, à moins qu'il ne soit doté d'une énergie formidable.

Remarque [21]: L'arrivée d'un photon gamma ultra-énergétique (de l'ordre du TeV) en haute atmosphère produit également une gerbe de particules incidentes apparemment semblable à celle produite par une particule chargée, mais dont la composition du rayonnement secondaire est beaucoup moins riche en éléments durs,

mais constitué d'électrons, de positrons, et surtout de photons gamma produits par freinage de particules chargées ou de photons visibles produits par effet Cerenkov.

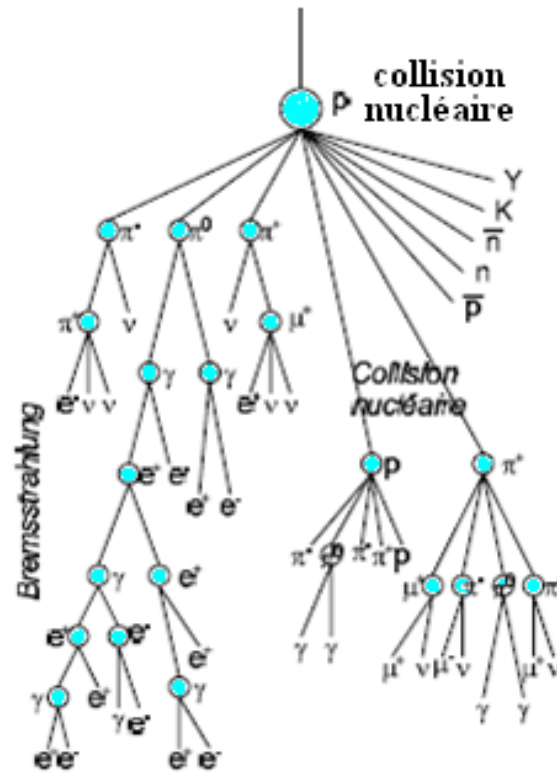


Figure 1-12 Gerbe de rayon cosmique.

Un proton (p) heurte un noyau d'azote pour donner des neutrons (n), des protons (p), des mésons pi neutres (π^0), des mésons pi chargés (π^- , π^+), des antiprotons (\bar{p}) et antineutrons (\bar{n}), des mésons lourds (K) et des hyperons (Y). Les mésons pi neutres (π^0) se désintègrent spontanément en rayons gamma (γ) qui à leur tour se matérialisent en un positron (e^+) et un électron (e^-) selon le mécanisme de la "production de paires". Les mésons chargés (π^- , π^+) rentrent en collision avec les noyaux des constituants atmosphériques ou se désintègrent spontanément pour donner des mésons (μ^- , μ^+) et des neutrinos (ν).

1-8 Conclusion.

Ce chapitre, loin d'être un traité sur les rayons cosmiques, avait simplement pour but de faire un bref aperçu des connaissances minimales à savoir pour comprendre le travail qui suivra. Ainsi, nous avons tour à tour parlé de la découverte des rayons cosmiques, de leur spectre et de leur composition, ainsi que de leur comportement dans l'environnement terrestre, où sont disposés la plupart des détecteurs spatiaux.

Quel est le principe de base sur lequel se fondent les détecteurs de rayonnements cosmiques ? Comment interagissent les rayons cosmiques avec la matière qu'ils traversent ? C'est ce à quoi va répondre le chapitre suivant.

CHAPITRE 2

Interactions Rayonnement-Matière

2-1 Généralités sur les interactions rayonnement-Matière

Pour détecter les rayonnements, ainsi que pour déterminer leurs propriétés (masse, charge, énergie, impulsion,...), de multiples appareils, dont certains sont parfois très complexes ont été construits, ayant tous en commun l'exploitation des effets des interactions des différents types de rayonnement avec la matière. En effet, lors de leur passage à travers la matière, les rayonnements interagissent avec les électrons, ou avec les noyaux des atomes du milieu. Il s'en suit un transfert de l'énergie du rayonnement vers les atomes du milieu ainsi traversé. Le principe de la détection est de mesurer la quantité d'énergie perdue par le rayonnement dans le médium de détection.

Selon les effets du rayonnement sur la matière on les classe en rayonnements ionisants et en rayonnements non ionisants ^(a). Les rayonnements rencontrés en physique des particules ou en physique nucléaire sont des rayonnements ionisants. Les rayonnements ionisants sont de deux types :

1. les rayonnements non directement ionisants, qui comprennent toutes les particules non chargées (photons, neutrons ...) ; ces particules subissent des modifications majeures de leur trajectoire et de leur énergie à la suite d'interactions rares, mais importantes. Typiquement, ces particules peuvent parcourir de longues distances dans la matière sans interagir et disparaître en une seule interaction.

2. les rayonnements directement ionisants, qui comprennent toutes les particules chargées (électrons, protons, particules α , etc.) ; ces particules subissent un freinage continu dans la matière, dû à un grand nombre de petites interactions ;

Les particules qui composent les rayonnements directement ionisants, peuvent être classées en particules légères (essentiellement électrons et positrons) et en particules lourdes qui sont toutes les autres particules chargées.

En traversant un milieu, une particule peut : soit céder toute son énergie au milieu (absorption) ; soit changer de direction (diffusion) avec perte d'énergie (diffusion inélastique) ou sans perte d'énergie (diffusion élastique).

Tous les détecteurs ne sont directement sensibles qu'aux particules chargées. Une particule neutre est détectée par l'intermédiaire d'une ou de plusieurs particules chargées qu'elle produit lors d'une interaction avec le milieu de détection.

^(a) Exemples de rayonnements ionisants (rayons X, rayons γ , rayon cosmiques, ...). Exemples de rayonnements non ionisants (UV, rayonnements visibles, IR, ultrasons ...).

On distingue deux types de détecteur :

- les détecteurs à traces, qui permettent de visualiser la trajectoire suivie par une particule (Chambre à Bulles, chambres à étincelles, émulsions, ...).
- Les détecteurs électroniques, dans lesquels l'énergie perdue par le passage d'une particule dans un certain volume sensible est convertit en un signal électrique décelable.

Le choix d'un type de détecteur, adapté à la détection d'un rayonnement donné demande la connaissance des mécanismes fondamentaux par lesquels le rayonnement interagit et perd de l'énergie dans la matière. Dans ce chapitre, nous décrirons brièvement les principaux processus des interactions des rayonnements avec la matière. Nous présenterons les concepts et les équations les plus importantes, sans trop nous attarder sur les démonstrations théoriques.

2-2 Interaction des particules chargées lourdes avec la matière.

2-2- 1 Pertes d'énergie des particules chargées lourdes.

Les particules chargées lourdes dans un milieu interagissent avec les atomes. La force d'interaction dominante, est la force coulombienne entre la particule incidente et les électrons atomiques. Les interactions avec les noyaux, que ce soit par l'intermédiaire des forces coulombiennes ou des forces nucléaires, sont exceptionnelles^(a) (environ 10^8 fois moins fréquentes qu'avec les électrons). Ces interactions ralentissent la particule, on en conclut que ces particules perdent progressivement leur énergie en la transférant aux électrons du milieu traversé.

Ces interactions sont très nombreuses le long de la trajectoire de la particule et les quantités d'énergie échangées sont si petites qu'il convient plutôt de calculer l'énergie perdue par la particule incidente par unité de longueur du milieu traversé, appelé "**pouvoir d'arrêt linéique**", et noté $(-dT/dx)$, Son unité usuelle est : MeV/cm. Il est cependant plus pratique d'utiliser le "**pouvoir d'arrêt massique** $-dT/dX$ " qui représente l'énergie perdue, par unité de longueur et par unité de densité de surface du milieu ralentisseur. Il est obtenue en divisant **pouvoir d'arrêt linéique** $(-dT/dx)$ par la masse volumique ρ du milieu ralentisseur. Ainsi $-dT/dX = -dT/\rho dx$, avec $X = \rho x$. Son unité usuelle est : $\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2$.

Le calcul du pouvoir d'arrêt n'est pas facile ; une première approche, non relativiste, non quantique a été faite en 1913 par Bohr. Mais un calcul à partir de la mécanique quantique relativiste a été fait en 1932 par Bethe et Bloch, qui ont obtenu la célèbre formule de Bethe-Bloch qui prend en considération les effets quantiques :

$$-\frac{dT}{dX} = KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C_e}{Z} \right] \quad (\text{Equation 2-1})$$

^(a) C'est pourtant ce cas qui a permis à Ernest Rutherford de prouver l'existence du noyau atomique

La signification des variables et symboles utilisés dans cette formule ainsi que dans le reste du chapitre est contenue dans le [Tableau 2-1](#) ci-dessous.

Tableau 2-1 : Résumé des variables et symboles utilisés dans ce chapitre.

β et γ ont leur significations habituelles c'est-à-dire : $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ et $\beta = (v/c)^{-1/2}$

<i>symboles</i>	Définitions	Unités ou Valeur
α	Constance de structure fine [$\alpha=(e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c)$]	1/137.035 999 11
M	Masse de la particule incidente	MeV/c ²
E	Energie de la particule incidente [$E=(\gamma Mc^2)$]	MeV
T	Energie cinétique	MeV
$m_e c^2$	Masse de l'électron x c ²	0.510 998 918 MeV
r_e	Rayon classique de l'électron ($r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = \alpha \hbar c / m_e c^2$)	2.817 940 325 fm
N_A	Nombre d'Avogadro	6.022 1415 x 10 ²³ mol ⁻¹
ze	Charge de la particule incidente	
Z	Numéro atomique du milieu cible	
A	Masse atomique du milieu cible	g.mol ⁻¹
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	0.307 075 MeV g ⁻¹ cm ²
K/A	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A$	0.307 075 MeV g ⁻¹ cm ² Pour A = 1.g.mol ⁻¹
I	Energie moyenne d'excitation	eV
$\delta/2$	Terme de correction d'effet de densité de la perte d'énergie par ionisation	
C_p/Z	Terme de correction d'effet de couche pour l'atome cible.	

La constante d'ionisation $I = \hbar\omega$ (en eV), est aussi appelée le potentiel moyen d'excitation, elle regroupe les propriétés globales des atomes (niveaux d'excitation et sections efficaces relatives de ces excitations). Elle dépend peu de l'énergie au cours du ralentissement. C'est une valeur difficile à calculer. Elle a été mesurée pour différents matériaux, puis paramétrée en fonction de Z :

Pour $Z < 13$, $I/Z = 12+7/Z$ eV ; Pour $Z \geq 13$, $I/Z = 9.76+58.8Z^{-1.19}$ eV

Le pouvoir d'arrêt, $(-dT/dX)$, comme l'indique l'équation 2-1 dépend d'une part, des caractéristiques de la particule incidente (son énergie, et son numéro atomique z) et

d'autre part, de la nature du milieu traversé. La masse de la particule incidente n'intervient pas explicitement dans la formule.

Lorsque l'énergie transférée est peu importante, le ralentissement de la particule se fait par collisions élastiques avec les atomes du milieu cible, on parle dans ce cas de pouvoir d'arrêt "nucléaire" bien que ce soient les atomes qui soient en jeu.

Lorsque l'énergie transférée est importante, elle peut s'accompagner d'un changement d'état des atomes cibles (ionisation ou excitation), et éventuellement de l'émission de rayonnements électromagnétiques assurant un bilan énergétique équilibré. On parle alors de *collisions inélastiques*, et le pouvoir d'arrêt est dit électronique car le ralentissement de la particule incidente est occasionné par les électrons du milieu traversé.

- Pour une énergie transférée proche mais légèrement inférieure au potentiel d'ionisation I des atomes cibles, il y a *excitation* : l'électron de l'atome cible change d'état quantique, l'excitation le fait passer d'un état initial, d'énergie de liaison E_0 , à un état final moins lié, d'énergie E_1 .

- Pour une énergie transférée supérieure au potentiel d'ionisation I des atomes cibles l'électron est arraché de l'atome auquel il était lié : c'est le phénomène d'*ionisation*. Il y a création d'une paire d'ions (ion positif et électron) dans le milieu. On distingue ce pendant une ionisation à faible transfère d'énergie et une ionisation à grand transfère d'énergie associée à l'émission d'électrons δ ^(a).

La perte d'énergie totale est la somme de ces deux contributions : pouvoir d'arrêt nucléaire et électronique [22]. Mais Le second processus est l'effet principal responsable de la perte d'énergie des particules chargées lourdes.

La [Figure 2-1](#) est l'illustration de l'équation 2-1. Elle montre le comportement typique de la perte d'énergie d'une particule dans une matière. Il s'agit ici de la perte d'énergie des muons dans le cuivre en fonction de sa vitesse $\beta\gamma$.

- En général, pour une vitesse V de la particule incidente de charge Z très faible devant la vitesse de tous les électrons, ($V \ll V_0 \cdot Z^{2/3}$ où V_0 est la vitesse de Bohr), il apparaît un processus appelé *capture électronique* au cours duquel les électrons passent de l'atome cible vers le projectile.

- Pour une particule de vitesse intermédiaire ($V \cong 2 V_0 \cdot Z^{2/3}$), Le pouvoir d'arrêt passe par un maximum.

- Pour des vitesses grandes devant la vitesse des électrons ($V \gg 2 V_0 \cdot Z^{2/3}$), La formule de Bethe Bloch ([Equation 2-1](#)) s'applique et donne de bon résultats.

^(a) Dans le cas où l'énergie T transférée à l'électron est très supérieure à son énergie de liaison, ce dernier est arraché à l'atome, il va parcourir une distance suffisamment importante dans le milieu et pourra être à son tour responsable d'autres excitations ou ionisations secondaires le long de son parcours. Ces électrons secondaires énergétiques sont appelés électrons delta (δ), et représentent une façon indirecte pour la particule chargée de transférer son énergie au milieu. Ces électrons δ donnent lieu à la "chevelure" entourant la trace d'une particule chargée dans une émulsion, par exemple.

- Lorsque la vitesse de la particule est non relativiste, la courbe $(-dT/dX)$ en fonction de l'énergie décroît comme $1/\beta^2$. La particule passe de moins en moins de temps près des électrons et l'impulsion que les électrons acquièrent est de moins en moins grande.

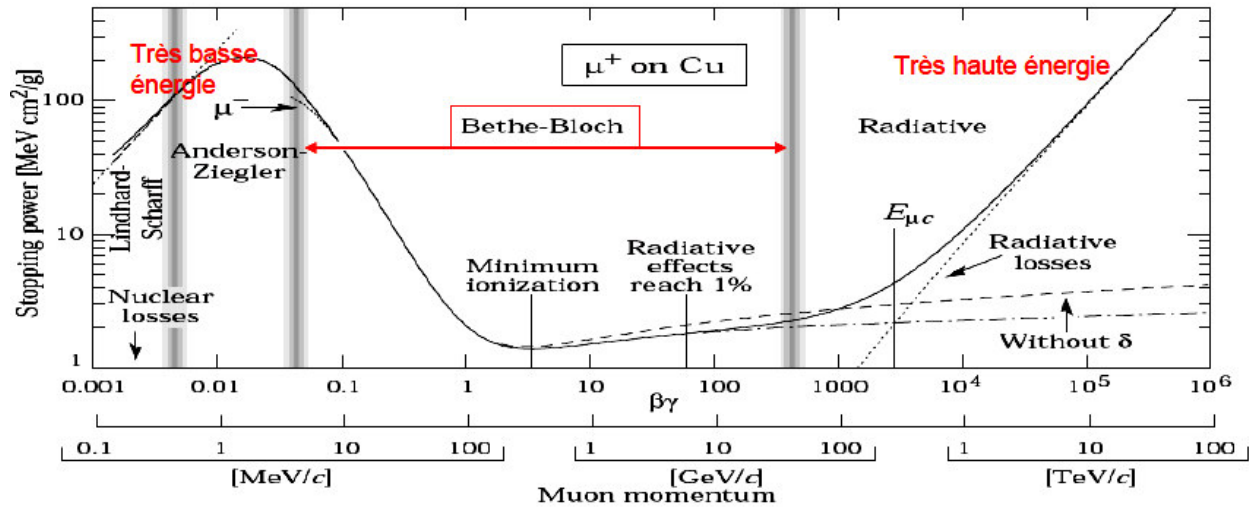


Figure 2-1: Perte d'énergie des muons dans le cuivre en fonction de $\beta\gamma = (pc)/(Mc^2)$. La formule de Bethe-Bloch s'applique pour $\beta\gamma \geq 0.1$. Pour le muon $Mc^2 = 105.66$ MeV. Au-delà de l'énergie critique $E_{\mu c}$, la perte d'énergie par rayonnement de freinage prend le dessus sur l'ionisation. D'après Review of Particle Physics The European Physical Journal C15(2000).

- La décroissance continue jusqu'à un large minimum appelé minimum d'ionisation et situé autour de $p/mc = \beta\gamma$ sensiblement compris entre 3 et 3,5. Ce qui donne un pouvoir d'arrêt massique au minimum d'ionisation $(-dT/dX)_{min} \approx 2$ MeVcm²/g. Le minimum de $(-dE/dx)$ est constant pour les différentes particules de même charge dans le même milieu. Sur la figure 2-2 le méson π et le muon μ et le kaon, ont le même minimum d'ionisation.

- Après le minimum la particule devient relativiste. $(-dT/dX)$ croît légèrement pour atteindre un plateau, dit "plateau de Fermi", dû à la modification de la densité apparente du milieu en régime relativiste.

- Au-delà d'une valeur d'énergie T_c dite valeur critique, on est en haute énergie ($\beta \approx 1$). La perte d'énergie par émission d'un rayon de freinage, prend le dessus sur la perte d'énergie par ionisation. La formule de Bethe-Bloch n'est plus applicable qu'après des corrections.

- Avant le minimum, la formule de Bethe-Bloch se comporte comme $-\frac{dT}{dX} \approx \frac{z^2}{v^2}$, soit $-\frac{dT}{dX} \approx z^2 \frac{M}{T}$ où $T = \frac{1}{2} Mv^2$ est l'énergie cinétique de la particule.

En traçant la courbe de $(-dE/dx)$ en fonction de l'énergie cinétique de la particule incidente, chaque type de particule a une courbe qui la distingue des autres types de particules. Cette propriété est souvent exploitée pour l'identification des particules. La figure 2-2 en est une belle illustration.

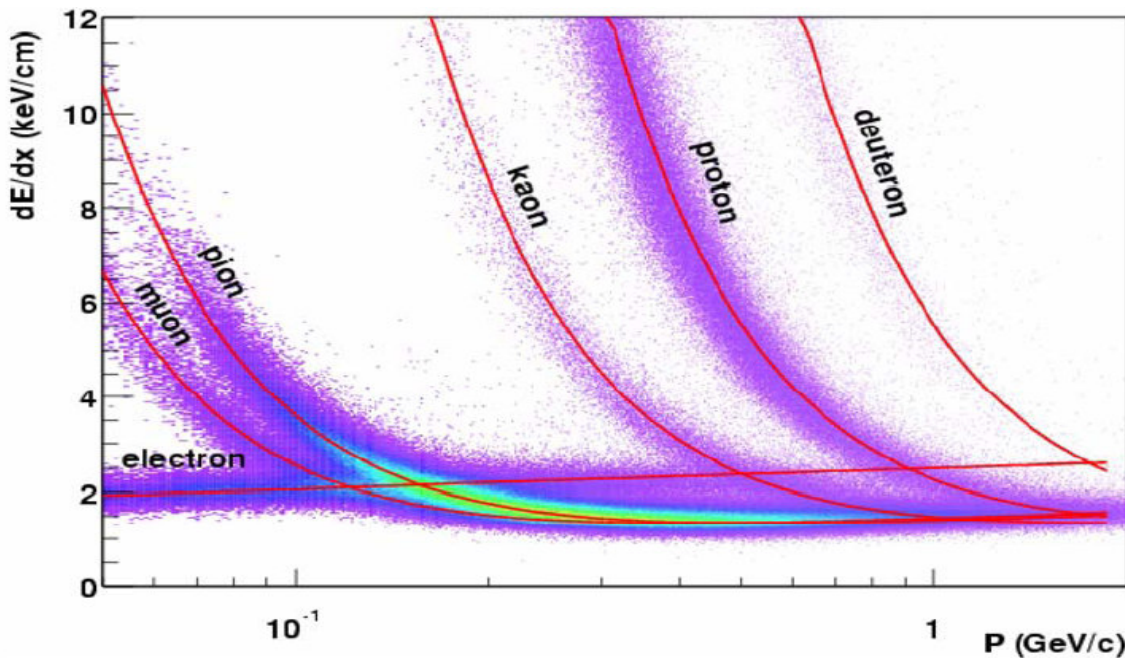


Figure 2-2 Perte d'énergie dans un mélange gazeux (90 % d'argon et 10 % de méthane) par ionisation de particules chargées en fonction de leur énergie cinétique. courbe de Bethe et Bloch (en rouge). TPC (Time Projection Chamber) de l'expérience STAR.^[23]

- Toujours avant le minimum d'ionisation, l'énergie cinétique de la particule incidente est

$T = \frac{1}{2} MV^2$, et la formule de Bethe-Bloch se comporte comme

$$-\frac{dT}{dX} \approx \frac{z^2}{V^2} \approx z^2 \frac{M}{T}$$

d'où $dT \approx -z^2 M \frac{dX}{T} \Leftrightarrow \Delta T \approx -z^2 M \frac{\Delta X}{T}$.

Si z , M , et ΔX sont fixés, ΔT varie comme $\frac{1}{T}$ ce qui donne une branche d'hyperbole dans un diagramme $T, \Delta T$.

Cette relation est à la base de la détection des particules dans de nombreux détecteurs solides. Un détecteur mince d'épaisseur ΔX mesure la perte d'énergie ΔT et un détecteur épais mesure T (à ΔT près). Sur un diagramme $T = f(\Delta T)$ comme celui de la figure 2-3, chaque branche d'hyperbole correspond à une particule de z et M donnés, cela permet l'identification des particules mesurées.

En combinant la perte d'énergie ΔT au temps de vol " t " de la particule entre deux points donnés (par exemple le point de réaction et le plan focal d'un spectromètre magnétique), il est possible de construire une matrice d'identification des noyaux produits dans une réaction de fragmentation, comme il est présenté sur la figure 2-4 ci-dessous. Le temps de vol est proportionnel à A/z où A est le nombre de masse de l'ion considéré.

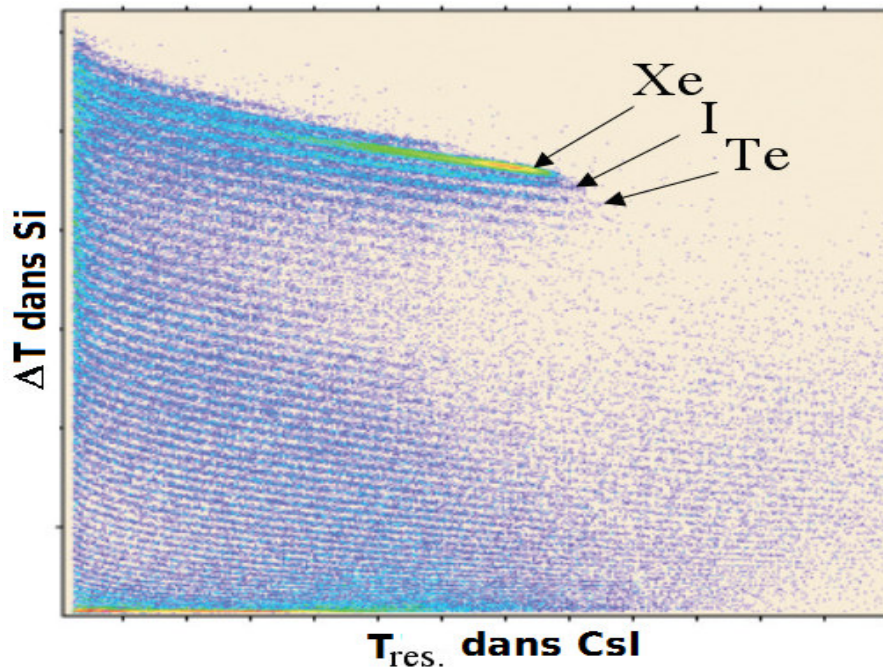


Figure 2-3: Diagramme de ΔT en fonction de T_{res} . ΔT a été mesuré avec un détecteur au silicium d'épaisseur mince. L'énergie résiduelle T_{res} a été mesurée avec un scintillateur Csl épais. Chaque branche d'hyperbole correspond à une particule de z^2M donnée. Cette identification est celle de la réaction d'un faisceau de xénon sur une cible d'étain à 45 MeV par nucléon. [24]

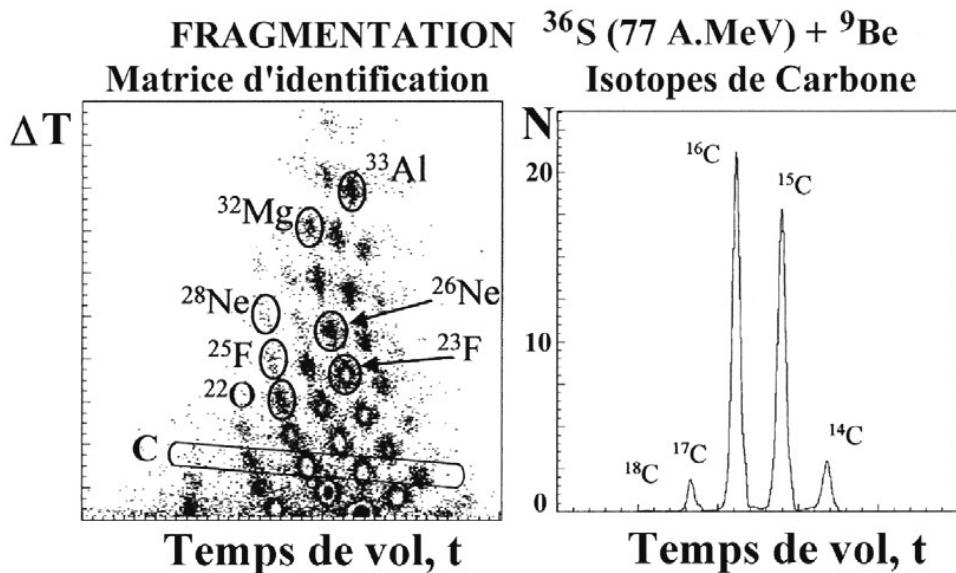


Figure 2-4 : Matrice d'identification des fragments produits dans la réaction $^{36}\text{S} + ^9\text{Be}$ à l'énergie de 77 MeV par nucléon [25]. La perte d'énergie ΔT varie en z^2 , le temps de vol varie en A/z . Chaque fragment correspond à une tache dans le diagramme bidimensionnel. Une sélection sur $z=6$ dans la matrice de gauche donne naissance au spectre de droite des isotopes de carbone formés.

2-2- 2 Interaction des particules chargées légères avec la matière.

Les électrons et les positrons sont légers. Lors de leur interaction avec les électrons ou les noyaux du milieu traversé, les phénomènes de diffusion sont importants et entraînent des déviations considérables de leur direction, rendant leurs trajectoires sinueuses. La probabilité de rétrodiffusion ^(a) est non négligeable. De ce fait, la notion de parcours devient extrêmement floue. La portée devient très différente de la longueur de la trajectoire.

Les interactions coulombiennes avec l'électron du milieu cible sont de deux types : Les interactions élastiques au cours desquelles le transfert est exclusivement angulaire avec une grande déflexion de l'électron incident et une perte d'énergie extrêmement faible, et les collisions inélastiques au cours desquelles une fraction importante de l'énergie de la cible est perdue, ce qui conduit à l'ionisation ou à l'excitation des atomes.

Les interactions avec le noyau sont aussi de deux types : Une diffusion élastique (ou collision) dans le champ coulombien du noyau, sans perte d'énergie appréciable ^(b), en raison de la grande différence de masse, et la diffusion inélastique sur le noyau avec émission d'un rayonnement de freinage appelé Bremsstrahlung ^(c). (En passant à proximité d'un noyau, l'électron est dévié, ce qui correspond à une accélération ; Or toute particule chargée accélérée rayonne ^(d). On parle alors de rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung ^(e).)

Le premier processus (collisions) est nettement prépondérant pour les électrons d'énergie en dessous de l'énergie critique T_C .

On appelle énergie critique T_C , l'énergie de l'électron pour laquelle la quantité d'énergie déposée par ionisation et celle déposée par rayonnement sont égales (**Figure 2-5**). T_C est donné par l'expression empirique [26] :

$$T_C = \frac{800(\text{MeV})}{Z+1.2} \quad (\text{Equation 2-2})$$

On peut aussi caractériser la perte d'énergie des électrons dans la matière par le biais d'un pouvoir d'arrêt ($-dE/dx$) qui tient compte d'une part de la contribution due à la collision proprement dite et d'autre part de la contribution due au rayonnement. On constate alors que la part du rayonnement ne devient effectivement importante que pour des énergies supérieures l'énergie critique T_C . Ces pertes d'énergie par rayonnement

^(a) La probabilité pour un électron de ressortir de l'absorbeur par la face par où il y était entré.

^(b) La probabilité de diffusion augmente en Z^2 (Z =numéro atomique des atomes du milieu cible), et est pour un angle de diffusion donné, d'autant plus grande que l'énergie de l'électron est faible.

^(c) De l'allemand bremsen signifiant freiner et strahlen c'est-à-dire rayonner.

^(d) Le rayonnement de freinage des particules lourdes est négligeable dans la plupart des cas, et ne devient significatif qu'à des énergies au-delà du TeV.

^(e) Ce phénomène est à la base du fonctionnement des tubes à rayons X

sont en première approximation proportionnelle à l'énergie du projectile selon la loi établie par Fermi :

$$\left(\frac{dT}{dX}\right)_{\text{rayonnement}} \approx \frac{T}{X_0} \Rightarrow T(X) \approx T_0 e^{-X/X_0} \quad (\text{Equation 2-3})$$

X_0 est appelé Longueur de rayonnement (radiation length). C'est une constante caractéristique du milieu, il est inversement proportionnelle à z^2 . C'est la distance pour laquelle l'énergie de l'électron est à chaque fois divisée par $e = 2.7\dots$ donc $T(X_0) = T/e$.

$$X_0 = \frac{(4\pi\epsilon_0)^3 \text{hm}^2 \text{c}^5}{8\pi e^6 \rho z(z+1.3) \left[\log\left(\frac{183}{\sqrt[3]{z}}\right) + \frac{1}{8} \right]} \quad (\text{Equation 2-4})$$

Cette quantité est importante parce qu'une définition semblable est introduite dans le contexte de l'effet de production de paire du [paragraphe 2-2-3-5](#) Ces processus sont étroitement liés et sont à la base du développement de la gerbe électromagnétique que nous verrons au [paragraphe 2-2-3-6](#)

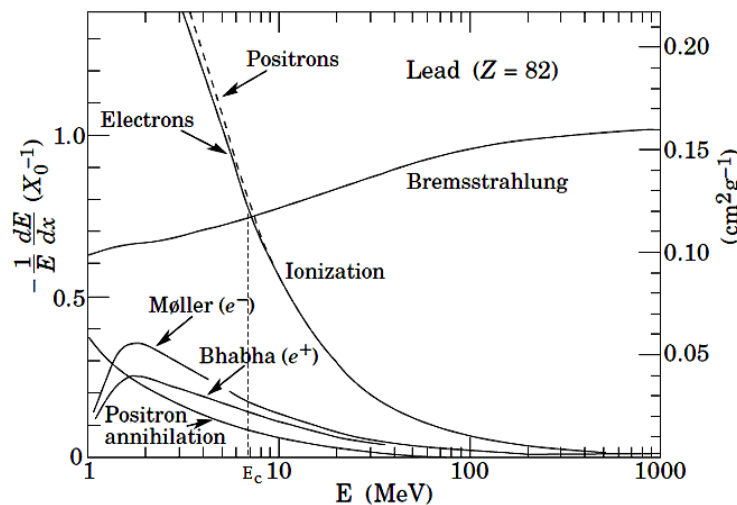


Figure 2-5: perte d'énergie partielle par longueur de radiation dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron ou du positron.

- La diffusion de Möller est la diffusion inélastique des e^- incidents sur les noyaux atomiques.
- La diffusion de Bhabha est la diffusion inélastique de l' e^+ incident sur les noyaux atomiques.
- La diffusion de Mott est la diffusion élastique des e^- incidents sur les électrons atomiques.

En ce qui concerne le positron, en entrant dans la matière, il commence par une phase de ralentissement très rapide, au cours de laquelle il perd son énergie par les mêmes processus que l'électron et se comporte de façon similaire. Une fois thermalisé ^(a) (énergie cinétique de quelques 10^{-2} eV), le positon continue sa pénétration dans la

^(a) La **thermalisation** est le ralentissement d'une particule par une suite de chocs avec les atomes d'un modérateur.

matière par une phase de diffusion au cours de laquelle il passe la plupart du temps dans les régions interatomiques où il est repoussé par le potentiel positif des noyaux. En fin de diffusion, il s'annihile avec un électron libre du milieu : la paire électron-positon disparaît en donnant naissance à deux photons.

2-2- 3 Interaction des photons avec la matière.

Au contraire de particules chargées, qui subissent tout au long de leur trajectoire des collisions avec les atomes du milieu et sont progressivement ralenties, les photons peuvent parcourir de grandes distances dans la matière sans interagir. Toutefois, lorsqu'un photon interagit, il est complètement absorbé en cédant toute son énergie à la cible, où alors il est diffusé très loin de sa direction initiale. Le photon γ interagit dans la matière suivant trois processus principaux ^(a) : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et la création de paire e^-e^+ . L'importance relative de ces trois effets dépend de l'énergie du photon, et du numéro atomique Z du milieu atténuateur.

2-2-3-1 Loi d'atténuation du rayonnement électromagnétique

Un photon soumis à une des interactions ci-dessus disparaît du faisceau incident.

Un faisceau parallèle de γ mono-énergétiques d'intensité I (égale par définition au nombre de photons franchissant l'unité de surface pendant l'unité de temps), subit une perte d'intensité $-dI$ (c'est-à-dire la fraction qui est éliminée lors du passage) après avoir traversé une épaisseur dx de matière. dI est proportionnelle à l'intensité I et à l'épaisseur infinitésimale dx :

$$-dI = \mu(T,M)I dx \quad (\text{Equation 2-5})$$

Le coefficient $\mu(T,M)$ est appelé "*coefficient linéaire d'atténuation*"; il dépend de l'énergie T des photons et du milieu M . Ce coefficient représente la probabilité pour un photon de subir une interaction lors de la traversée d'une matière d'épaisseur unité. $\mu(T,M)$ (que nous noterons par la suite simplement (μ)) a la dimension inverse d'une longueur.

L'intégration de l'équation (Equation 2-5) donne la loi d'atténuation d'un faisceau parallèle monocinétique de rayonnement électromagnétique :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{Equation 2-6})$$

I_0 est l'intensité du faisceau incident en $x = 0$ et $I(x)$ est l'intensité du faisceau après la traversée d'une épaisseur x de matière.

En introduisant $\mu' = \frac{\mu}{\rho}$ où ρ est la masse volumique du milieu d'interaction, on définit

ainsi le coefficient d'atténuation massique, on peut alors écrire $I(x) = I_0 e^{-\mu' x'}$ avec $x' = \rho x$ en g/cm^2 .

^(a) Signalons tout de même l'existence d'autres processus comme, la Diffusion de Thomson-Rayleigh, ou les Réactions photo-nucléaires qui ne nous intéressent pas dans le cadre de ce travail.

Pour des γ de 1 MeV, on a $\mu' \simeq 0.05 \text{ cm}^2 / \text{g}$ quel que soit le matériau.

On définit l'efficacité intrinsèque de détection γ d'un détecteur d'épaisseur x par la relation :

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = \left(1 - e^{-\mu x}\right) \quad (\text{Equation 2-7})$$

L'efficacité absolue tient compte de l'angle solide de détection

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_{\text{int}} \quad (\text{Equation 2-8})$$

En spectrométrie γ on utilise comme référence d'efficacité, l'efficacité absolue d'un cristal NaI(Tl) de dimensions 3"x3" pour le pic d'énergie totale (photopic) a 1.33 MeV lorsque la source est située a 25 cm du détecteur, c'est-à-dire :

$$\epsilon_{\text{abs}}^{1.33 \text{ MeV}} (\text{NaI (Tl) } 3'' \times 3'' \text{ a } 25 \text{ cm}) = 1.2 \times 10^{-3} \quad (\text{Equation 2-9})$$

2-2-3-2 Effet photoélectrique

Lors de cette interaction, le photon incident d'énergie $h\nu$ est complètement absorbé par un atome et cède toute son énergie à un électron e^- de l'atome cible. Ce dernier, appelé photoélectron, est alors éjecté du cortège électronique de l'atome. C'est tout l'atome qui participe à cette interaction. Un électron isolé ne peut pas interagir de cette façon.

Cet effet ne se produit que si l'énergie $T_\gamma = h\nu$ du photon est supérieure à l'énergie de liaison T_e de l'électron. Le photoélectron emporte une énergie cinétique $T_c = T_\gamma - T_e$ et épuise cette énergie cinétique en ionisations et excitations. L'électron expulsé appartient en général à une couche électronique profonde. Il laisse une place vacante, le cortège électronique de l'ion résiduel se réarrange, et le vide est comblé par les électrons de couches plus externes ou par un électron extérieur à l'atome. Ce remplacement s'accompagne d'une libération d'énergie T_R qui peut être :

- soit émise sous la forme d'un photon dit photon de fluorescence, caractéristique du milieu

- soit communiquée à un électron périphérique d'énergie de liaison $T_P < T_R$. Cet électron appelé électron Auger est expulsé avec une énergie cinétique $T_R - T_P$. Ce phénomène, appelé effet Auger, entre en compétition avec l'émission d'un photon de fluorescence.

La [figure 2-6](#) montre la variation de la section efficace des processus d'interaction du photon dans le plomb. La ligne pleine violette représente la section efficace de l'effet photoélectrique. Les pics dans la figure correspondent aux énergies où commence une nouvelle couche électronique. Plus l'énergie du photon augmente, plus faible est la section efficace, jusqu'à ce qu'on atteigne une nouvelle couche atomique. Ceci dit, les

photons de faible énergie ont une forte probabilité d'interaction photoélectrique dans un milieu, ils y pénètrent peu profondément.

Quand l'énergie du photon $h\nu$ est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dans la couche K, l'effet photoélectrique peut avoir lieu avec un électron de n'importe quelle couche, mais en réalité il a lieu sur un électron de la couche K pour près de 4/5 des fois.

Une approximation de la section efficace photoélectrique dans la tranche d'énergie qui nous intéressera par la suite est :

$$\sigma_{ph} \approx Z^5 \lambda^{7/2} \quad (\text{Equation 2-10})$$

où est λ la longueur d'onde du photon incident. La section efficace photoélectrique décroît très vite avec l'énergie et augmente rapidement avec Z , l'effet photoélectrique est surtout important pour les éléments lourds et les photons peu énergétiques. Cette caractéristique doit être prise en considération lors de la conception d'un détecteur. Les autres effets que nous verrons ont un comportement différent avec Z , alors un choix judicieux de la matière peut changer l'énergie critique. Ce sera une raison pour préférer un effet par rapport à un autre. En fait, à faible énergie, l'effet photoélectrique est dominant. Mais à Haute énergie, la section efficace de la photoémission est très faible, et permet aux autres effets de prendre le dessus.

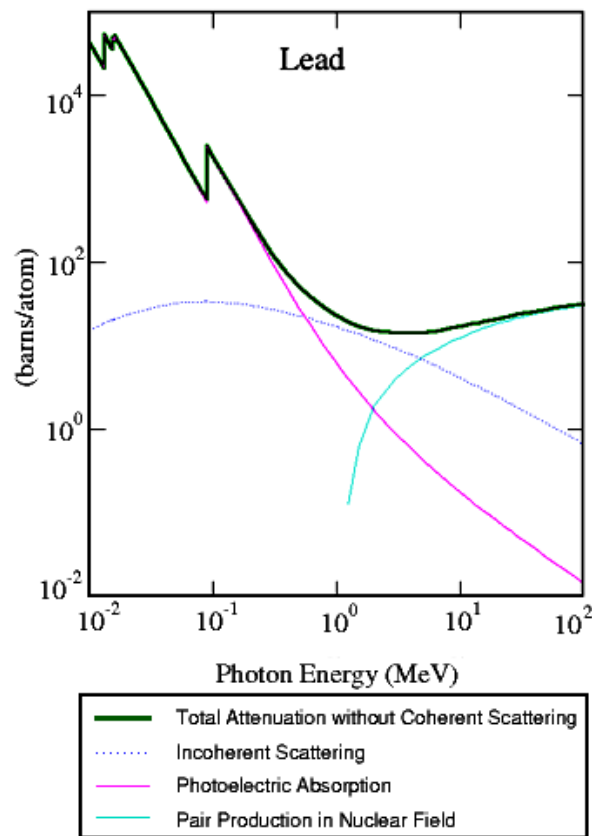


Figure 2-6: Variation de la section efficace en fonction de l'énergie du photon dans le plomb (Pb). Effet photoélectrique en violet. Effet Compton (incohérent) et production de paire. La contribution totale en vert.

2-2-3-3 Diffusion Compton

L'effet Compton résulte de l'interaction entre un photon incident d'énergie $T_\gamma = h\nu$ et un électron libre ou faiblement lié de la cible, dont l'énergie de liaison et l'énergie cinétique sont négligeables devant T_γ . Au cours de cette interaction qui peut être décrite comme une collision, l'électron, dit *électron Compton*, acquiert une énergie cinétique T_e et le photon est diffusé, avec une énergie $h\nu'$ dans une direction faisant un angle θ avec la direction incident. On l'appelle alors *photon de recul*.

La conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie totale permet de calculer l'énergie $h\nu'$ du photon diffusé, et l'énergie cinétique T_e de l'électron mis en mouvement. L'énergie de l'électron est rapidement perdue dans la matière tandis que le photon Compton a une probabilité importante de s'échapper.

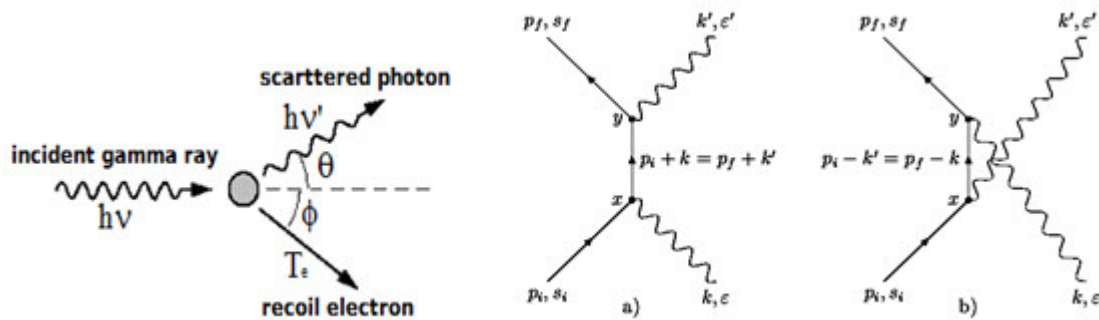


Figure 2-7: (A gauche) Schéma de la diffusion Compton

Figure 2-8: (A droite) a) et b) Diagramme de Feynman de la diffusion de Compton

Dans la gamme d'énergie où l'effet Compton est prédominant, la distribution d'énergie va être une composante importante du spectre d'énergie déposée dans le milieu absorbant. Les valeurs respectives de T_e et $h\nu'$ sont liées à θ par les formules de Compton.

Ainsi l'énergie $h\nu'$ du photon diffusé est:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \xi(1 - \cos\theta)} \tag{Equation 2-11}$$

Avec $\xi = h\nu/m_e c^2$

Cette équation peut se réécrire comme

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta)) \tag{Equation 2-12}$$

Qui donne la relation entre le changement de longueur d'onde λ du photon provoqué par la collision et l'angle de diffusion θ . La constante $h/m_e c$ est appelée la longueur d'onde de Compton. Sa valeur est d'environ 2.43×10^{-12} m .

L'énergie T_e de l'électron mise en mouvement est :

$$T_e = h\nu \frac{\xi(1 - \cos\theta)}{1 + \xi(1 - \cos\theta)} \quad (\text{Equation 2-13})$$

Avec $\xi = h\nu/m_e c^2$

L'électron Compton est toujours projeté « vers l'avant » par rapport à la direction du photon incident, mais les photons de recul peuvent éventuellement être émis « vers l'arrière ». On parle alors de rétrodiffusion. Il ya rétrodiffusion du photon lorsque $\theta = \pi$. Dans ce cas on a :

$$h\nu^{\text{retro}} = h\nu \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + 2h\nu} \quad (\text{Equation 2-14})$$

Pour des valeurs de $h\nu$ grande devant $m_e c^2$, l'énergie du photon rétrodiffusé tend vers $\frac{1}{2} m_e c^2$. Plus l'énergie incidente est grande, plus les électrons Compton et les photons de recul se regroupent en moyenne autour de la direction du photon incident.

Klein et Nishina (1928) [27], ont donné une formulation de la section efficace adaptée à la plupart des applications courantes. Cette formulation permet de déterminer la section efficace différentielle par angle solide en fonction de l'énergie T_γ du photon incident et de l'angle de diffusion θ . La [figure 2-6](#) montre, la section efficace totale de ce processus et la compare aux autres processus. A faible énergie, l'effet Compton se réduit à la *diffusion de Compton* c'est-à-dire à une diffusion classique entre deux particules (le photon et l'électron). Cette diffusion est appelée diffusion incohérente, pour la distinguer de la diffusion de Rayleigh où les photons diffusent avec l'atome entier et tous les électrons y participent de manière cohérente.

La section efficace de la diffusion de Compton σ_c est pratiquement indépendante du numéro atomique du matériau cible, parce que le processus implique seulement un électron libre. Ce pendant, pour un matériau donné, la probabilité qu'un photon interagisse est proportionnelle à la densité d'électrons. Or le nombre de masse atomique A est approximativement proportionnel au nombre atomique Z , donc La probabilité pour qu'un photon γ interagisse avec un atome est proportionnelle au nombre de charge Z du milieu. L'effet Compton, pour une énergie donnée, est donc approximativement proportionnel à la densité du matériau.

2-2-3-4 Effet de création de paires

L'effet de production de paire ou matérialisation est un processus par lequel le photon, dans le champ électromagnétique d'un noyau se converti en une paire électron positron. ($\gamma \rightarrow e^+, e^-$). L'électron et le positon créés ont la même masse m_0 et la même énergie cinétique T_e . Si T_γ est l'énergie incidente du photon la conservation de l'énergie

s'écrit : $T_\gamma = 2m_0c^2 + 2T_e$. Cette équation montre que la création de paire n'est possible que si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie nécessaire pour créer la paire.

Le phénomène de matérialisation ne peut se produire dans le vide parce que les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion ne seraient pas alors simultanément satisfaits. Elle devient possible au voisinage d'un noyau qui, lors du processus, récupère de l'impulsion et, une quantité faible de l'énergie. La production de paires et le Bremsstrahlung ont le même diagramme de Feynman dans le QED ^(a).

L'effet de production de paire donne lieu à l'émission de rayonnements secondaires. En effet, L'électron et le positon épuisent leur énergie cinétique en ionisations et excitations. À la fin de son parcours, le positon se combine à un électron en une réaction d'annihilation qui donne naissance à deux photons de 511keV émis dans des directions opposées.

La section efficace de création de paire varie en $\sigma_{\text{pair}} \approx Z^2$.

Suivant que l'on considère l'effet d'écran des électrons du milieu négligeable ou au contraire total on aboutit respectivement à :

Ecran nul (basse énergie) :

$$\sigma_{\text{pair}} = \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \text{Log} \left(\frac{2E_\gamma}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] \text{ si } 2E_0 < E_\gamma < \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \quad (\text{Equation 2-15})$$

Ecran total (haute énergie) :

$$\sigma_{\text{pair}} = \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \text{Log}(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] \text{ si } E_\gamma > \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \quad (\text{Equation 2-16})$$

2-2-3-5 Effet cumulé.

Pour des photons traversant un milieu donnée, les trois effets peuvent se produire, mais avec diverses probabilités selon l'énergie des photons et la nature du milieu. Schématiquement, l'effet photoélectrique est nettement prépondérant pour des photons γ de basse énergie ($T_\gamma \leq 100$ keV) et la création de paire est l'effet principal pour les photons de haute énergie ($T_\gamma \geq$ quelques MeV). L'effet Compton se produit principalement dans le domaine d'énergie intermédiaire. Les limites entre ces domaines énergétiques dépendent des propriétés du matériau traversé (A;Z), comme on peut le voir sur [la figure 2-9](#).

On peut définir, pour chacune des interactions mentionnées, un coefficient d'atténuation particulier, et c'est la somme de ces coefficients qui est égale au coefficient global que nous avons vu au [paragraphe 2-2-3-1](#) ci-dessus. De même, il existe un coefficient d'absorption correspondant à l'intensité absorbée par la matière traversée et un coefficient de diffusion correspondant à l'intensité diffusée sans absorption (effet Compton).

Pour des photons γ dont l'énergie est inférieure à quelques centaines de keV, les matériaux peuvent être divisés en deux familles, selon l'importance relative des

^a Electrodynamique Quantique Relativiste : théorie physique qui décrit l'interaction électromagnétique des particules chargées

réactions produites par effet Compton par rapport à l'effet photoélectrique. Dans les matériaux *diffusifs*, l'effet Compton l'emporte sur l'effet photoélectrique. Il s'agit d'éléments simples dont les numéros atomiques sont petits (éléments dits *légers*), comme l'aluminium ($Z = 13$), et de matériaux composites riches en éléments légers tels le verre et les résines. En raison de leur transparence, les matériaux diffusifs sont rarement choisis comme milieux détecteurs. Les matériaux *absorbants*, ceux où les réactions par effet photoélectrique dominent celles par effet Compton, sont au contraire des éléments simples à Z élevés, comme le plomb ($Z = 82$), et des cristaux incorporant des éléments lourds tels l'iode ($Z = 53$) ou le bismuth ($Z = 83$).

L'interaction des photons γ avec la matière a comme section efficace la somme des trois sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{pair}}$$

Chaque contribution a sa propre dépendance avec Z . La [figure 2-9](#) indique les types d'interaction prépondérante suivant l'énergie du photon et le numéro atomique Z du milieu.

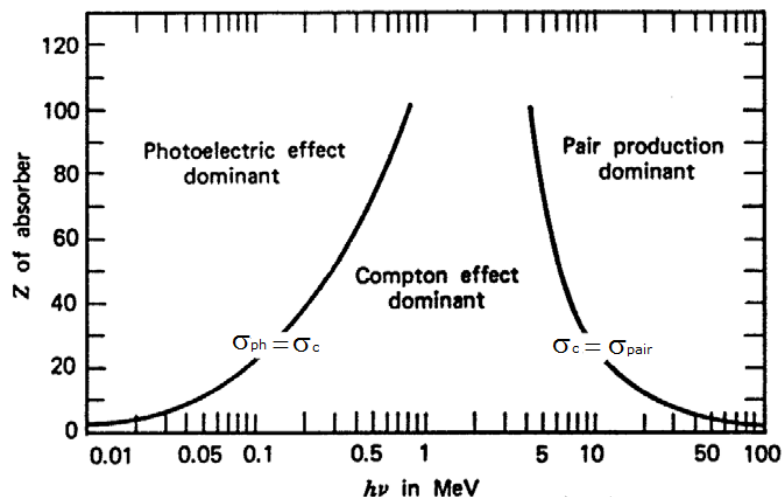


Figure 2-9 - Types d'interaction prépondérants suivant l'énergie du photon et le Z du milieu. Les courbes pleines indiquent la zone de l'égalité des sections efficaces des phénomènes : photoélectrique, Compton, et création de paires

2-2-3-6 Gerbe électromagnétique.

A haute énergie, les photons perdent leurs énergies presque exclusivement par production de paire. Après leur création les électrons et les positrons sont ralentis, dans le milieu en émettant des photons γ de Bremsstrahlung, qui à leur tour vont créer des paires e^+ , e^- etc. jusqu'à ce que l'énergie des électrons devienne inférieure à l'énergie critique T_c et le rayonnement de freinage s'arrête. Il en résulte, la formation d'une gerbe électromagnétique. Le développement longitudinal de la gerbe est directement relié à l'énergie initiale T_0 . La [figure 2-10](#) illustre le développement longitudinal de la gerbe.

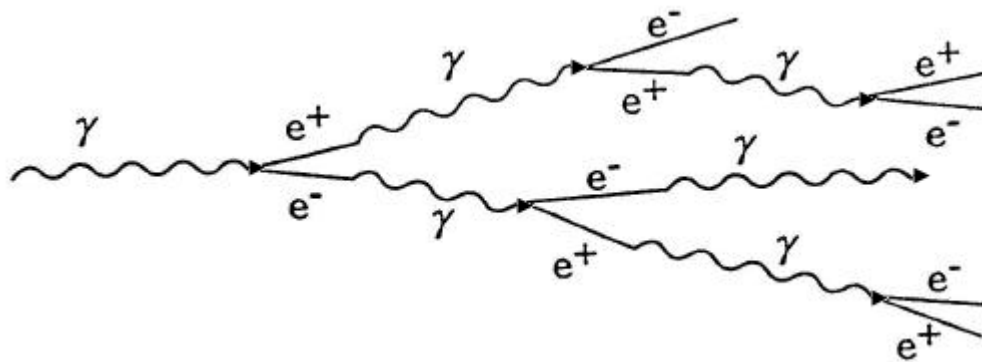


Figure 2-10: Formation d'une gerbe électromagnétique

Le développement de la gerbe est un processus statistique. Le calcul rigoureux est effectué par simulation Monte Carlo. Le développement transversal de la gerbe s'exprime en fonction du rayon de Molière :

$$R_M = X_0 \frac{T_s}{T_c} \quad (\text{Equation 2-17})$$

Où X_0 est la longueur du rayonnement définie au [paragraphe 2-2-2](#), et $T_s \sim 21 \text{ MeV}$. Environ 90% de l'énergie de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon égal à R_M .

2-3 Conclusion.

A la base de la détection des particules, il y a l'interaction de ces dernières avec la matière. Tous les détecteurs sont directement sensibles aux particules chargées, tandis que les particules neutres ne sont détectées que par l'intermédiaire des particules chargées qu'elles produisent.

Quel est le principe de fonctionnement des détecteurs ? De quoi est constitué à la base un détecteur ? Nous essayerons de répondre à ces questions dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 3

Le Détecteur de Base

Les détecteurs de particules sont basés sur les phénomènes de leurs interactions avec la matière, que nous avons discutée dans le chapitre précédent.

Dans ce chapitre nous discuterons des principes du détecteur à scintillation qui est le socle de notre travail et que nous utiliserons comme trigger de certaines de nos expériences. Un détecteur à scintillation de base est essentiellement constitué de deux éléments distincts : le scintillateur, et le photomultiplicateur. Ce dernier étant sensible au champ magnétique, on est parfois obligé de le séparer spatialement du scintillateur. La connexion optique est alors réalisée à l'aide d'un guide de lumière (light guide) .Le scintillateur est un bloc de matière luminescente qui lorsqu'il est traversé par une particule ionisante, il émet une impulsion de lumière (scintillation) ; cette impulsion lumineuse est reçue par un photomultiplicateur, qui est constitué d'une cellule photoélectrique de très grande sensibilité couplée à un multiplicateur d'électron. Le photomultiplicateur est ensuite relié à des discriminateurs, des convertisseurs temps-amplitude, des analyseurs multicanaux et des systèmes d'acquisition de données par ordinateur.

Nous allons tour à tour voir le rôle et principe de fonctionnement de chacun des trois éléments principaux que sont : le scintillateur, le guide de lumière et le photomultiplicateur.

3-1 Les scintillateurs

En physique expérimentale des particules, les scintillateurs ont un rôle particulièrement important et l'histoire du progrès de cette discipline est aussi liée au développement des scintillateurs. Le premier matériau scintillateur utilisé fut un écran de CaWO_4 , ^(a), utilisée en 1895 par Röntgen et reposait sur la détection visuelle du phénomène de scintillation [28]. Depuis, les cristaux scintillateurs n'ont cessé de se développer, d'être améliorés, de s'étendre à de nouvelles applications. Le développement des photomultiplicateurs en 1936 a permis la détection de signaux de scintillation beaucoup plus faibles, et donc d'élargir la gamme des matériaux pouvant être étudiés et utilisés. L'attention s'est notamment portée sur les halogénures alcalins purs ou dopés avec en tête l'iodure de sodium dopé au thallium NaI:Tl^+ . Les deux dernières décennies témoignent d'un véritable renouveau des matériaux scintillateurs en termes de recherche et de développement. Ce renouveau est en partie lié à l'apparition de nouveaux domaines d'applications tels que : la géophysique, l'imagerie médicale, les calorimètres en physique des hautes énergies, etc. La recherche se concentre aujourd'hui sur l'optimisation des matériaux connus, la construction de nouveaux

^a CaWO_4 , est la formule chimique de la **scheelite**, qui est un minéral composé de calcium et de tungstène. Ce minéral s'identifiant facilement grâce à sa luminescence ; lorsqu'on l'éclaire avec des rayons ultraviolets il émet de la lumière.

détecteurs avec des scintillateurs ayant des géométries particulières, et la mise au point de nouveaux matériaux.

Le principe des scintillateurs est de convertir l'énergie d'une particule de haute énergie (photon gamma, noyau d'atome) en lumière ultraviolette, visible, ou infrarouge, dont les longueurs d'onde correspondent aux domaines de sensibilités des différents photodétecteurs actuels (film photographique, photodiode, caméra CCD, photomultiplicateur). Le processus de la production de la lumière à l'intérieur d'un scintillateur est connu sous le nom de **luminescence**. Un matériau luminescent après absorption d'une énergie, la réémet sous forme de lumière détectable. Si le temps entre l'absorption et l'émission est très court (quasiment immédiat), de l'ordre de 10^{-8} s, et indépendante de la température, le processus est appelé la **fluorescence**. Si ce temps est long, entre quelques microsecondes et plusieurs heures, on parle alors de **phosphorescence**. Cette lumière dite de scintillation est ensuite détectée par le photodétecteur qui à son tour produit un signal électrique dont la charge est proportionnelle au nombre de photons détectés, et donc proportionnelle à l'énergie déposée dans le scintillateur.

Dans les paragraphes suivants nous verrons le fonctionnement et les caractéristiques principales des scintillateurs, nous présenterons les divers processus de scintillation, nous découvrirons comment est généré un signal de scintillation et nous aborderons les facteurs qui permettent de le contrôler ou de l'évaluer. Face à la complexité du sujet, cette présentation ne saurait avoir l'ambition d'être exhaustive.

3-1-1 Propriétés d'un scintillateur de détection des particules.

Bien qu'il existe de nombreux matériaux scintillants, tous ne peuvent pas être utilisés pour la détection de particules de haute énergie. Les critères de base lors du choix d'un scintillateur pour un système de détection sont habituellement, la capacité à convertir l'énergie reçue des radiations incidentes en lumière détectable et le temps de réponse. En général, un bon détecteur à scintillation doit avoir les propriétés suivantes :

- Une bonne sensibilité en énergie. Au dessus d'une énergie minimale, le scintillateur doit avoir une réponse linéaire en fonction de l'énergie déposée.
 - une haute efficacité pour la conversion d'une radiation en lumière fluorescente.
 - une transparence à sa propre lumière de fluorescence pour favoriser la transmission de la lumière vers les photomultiplicateurs.
 - une émission dans un domaine de spectre qui est en rapport avec les domaines de spectre des photomultiplicateurs.
 - Une réponse temporelle rapide. Le scintillateur doit être rapide, pour permettre d'obtenir des différences de temps les plus faibles possibles entre deux événements, et réduire au minimum la contribution généralement indésirable de la phosphorescence.
 - Une Possible discrimination de la forme de l'impulsion. Certains scintillateurs permettent de distinguer, au moyen de la forme de l'impulsion, le type de radiation qui est arrivé.
 - Une résistance aux radiations - Les radiations peuvent provoquer une dégradation importante du scintillateur. (voir paragraphe 3-1-7).
 - Etre en Matière non hygroscopique, et être fait d'une matière mécaniquement résistante.
-

On distingue différents types de matériaux scintillants utilisés pour les détecteurs : les scintillateurs organiques (solides, plastiques ou liquides), les scintillateurs inorganiques (NaI, CsI, BGO^(a), etc.), les scintillateurs à gaz rares et les verres. Les scintillateurs inorganiques, tendent à avoir de meilleurs rendements lumineux^(b) et de bonnes linéarités, mais sont relativement lent dans leur réponse en temps. Les scintillateurs organiques par contre sont généralement plus rapides mais rapportent moins de lumière. Les scintillateurs les plus répandus en physique nucléaire et en physique des particules sont Les scintillateurs organiques. Les scintillateurs plastiques sont de loin les plus utilisés. Bien qu'ils produisent moins de lumière que les Cristaux inorganiques, ils offrent l'avantage de s'usiner facilement avec des moyens simples dans des formes très variées. Les cristaux inorganiques sont bien adaptés à la détection de **rayons** γ et des électrons de haute énergie grâce leur grande densité (numéro atomique important) et à leur pouvoir d'arrêt élevé. L'utilisation de ces cristaux exige toutefois plusieurs précautions puisque certains se dégradent au contact de l'eau. Le mécanisme de scintillation des cristaux inorganiques diffère aussi de celui des scintillateurs plastiques. La production de lumière dans ce type de scintillateur est liée à la structure des **bandes** électroniques du cristal, tandis que le mécanisme de scintillation des plastiques est de nature moléculaire.

Dans la suite nous ne nous intéresserons plus qu'aux scintillateurs organiques et plus particulièrement aux scintillateurs plastiques qui entrent dans le cadre du travail de cette thèse.

3-1-2 Les scintillateurs organiques.

Les scintillateurs organiques sont grosso modo classés en trois catégories : cristallin, liquide, et plastique. Tous utilisent l'ionisation produit par les particules chargées pour produire des photons optiques, habituellement dans la région des longueurs d'onde situées entre le bleu et le vert. Les scintillateurs plastiques sont de loin les plus utilisés. Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, Les scintillateurs organiques cristaux ne sont pratiquement pas utilisés en physique de haut-énergie [29].

Les scintillateurs plastiques sont fabriqués à base de solutions composées d'un solvant de Polymères, et de un, ou plusieurs solutés organiques. Le polystyrène (PS) et le polyvinyltoluène (PVT) sont généralement employés comme solvant. Les solutés sont des matières organiques fluorescentes en concentrations massiques inférieures à 1%. Dans le jargon des physiciens on donne à ces composés le nom générique de « fluors ». On peut distinguer deux classes parmi les solutés : les « fluors » primaires^(c) qui sont accepteurs de l'énergie transférée par le solvant ; les « fluors » secondaires^(d) qui sont accepteurs de l'énergie transférée par les fluors primaires et permettent de décaler encore plus la fluorescence vers de plus grandes longueurs d'onde, dans le bleu et le vert, où les photomultiplicateurs sont plus sensibles et les solutions plus

^a Le germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou "BGO")

^b L'efficacité de conversion de la majorité des scintillateurs plastiques par exemple se situe entre 2% et 3%, tandis qu'elle atteint 5% pour l'anthracène et 12% pour la **NaI**

^c Fluors primaires : – 2-phényl-5-(4-biphényl)-1,3,4-oxadiazole (PBD), 2-(4-biphényl)-5-(4-tert-butylphényl)-1,3,4-oxadiazole (butyl-PBD), 2,5-diphényloxazole (PPO) et 1-phényl-3-mésityl-2-pyrazoline (PMP) –

^d Fluors secondaires : – p-bis (o-méthylstyryl) benzène (bis-MSB), 2,5-bis [5-tert-butyl-benzoxazolyl(2)] thiophène (BBOT), 4,4''-bis (2-butyloctyloxy)-p-quaterphényl (BiBuQ) –

transparentes sur une grande distance. Les scintillateurs plastiques sont souvent classés selon le nombre de solutés qu'ils contiennent. Un système unitaire par exemple se compose uniquement d'un solvant de polymère. Le polystyrène fait partie des systèmes unitaires. Il n'est presque jamais utilisé à l'état pur comme scintillateur à cause de sa faible efficacité. En effet, il produit une très faible lumière dans l'U.V. lorsqu'il est irradié. Les scintillateurs plastiques utilisés en physique sont plutôt des systèmes binaires (un solvant et un soluté) ou ternaires (un solvant et deux solutés). Il est intéressant de noter que la quantité de lumière produite n'augmente pas linéairement avec la concentration de soluté, car au-delà d'une certaine concentration, le soluté absorbe le rayonnement émis, ce qui diminue la transmission du scintillateur.

Les scintillateurs à base de PVT sont très sollicités parce qu'ils peuvent être jusqu'à 50% plus transparents à la lumière de fluorescence. Le polystyrène se prête mieux à la fabrication de fibres et est préféré au PVT dans la conception des scintillateurs faits de fibres.

3-1-3 Mécanismes de scintillation

Les solvants des scintillateurs organiques sont des Polymères. Chaque molécule est composée d'hydrocarbonés ayant une structure benzénique. Leur principale caractéristique est leur temps de réponse court, de l'ordre de quelques nanosecondes. La lumière de scintillation provient des transitions effectuées par les électrons de valence libres, dans la structure de niveaux d'énergie des molécules simples. Il peut, donc, être observé indépendamment de l'état physique du matériau ^(a) (solide polycristallin, vapeur, liquide ou comme une entité d'un matériau composé). Ces électrons délocalisés ne sont pas associés à un atome particulier de la molécule et occupent certaines orbitales π -moléculaire.

La molécule de benzène possède 30 électrons de valence. 24 d'entre eux sont utilisés dans les liaisons σ . Les six autres occupent les orbitales moléculaires π . L'état fondamental est donc donné par la configuration suivante des électrons π :

$$(\pi_1^1)^2 (\pi_2^1)^2 (\pi_3^1)^2$$

Les états excités correspondent aux fonctions d'onde :

$$(\pi_1^1)^2 (\pi_2^1)^2 (\pi_3^1) (\pi_1^{**})$$

$$(\pi_1^1)^2 (\pi_2^1) (\pi_3^1)^2 (\pi_1^{**})$$

.....

Dans l'état fondamental, toutes les orbitales sont occupées par deux électrons. Le principe de Pauli impose donc que les électrons se trouvant sur une même orbitale aient leurs spins opposés. Le spin total de la molécule est alors 0 et la molécule se trouve dans un état singulet ^(b). Quand une particule chargée traverse le scintillateur, elle dissipe son énergie essentiellement par interaction électromagnétique comme nous

^a Ceci est un comportement différent des matériaux inorganiques qui doivent être dans un état de cristal régulier

^b Un état ordinaire à spins appariés ($\downarrow\uparrow$) est appelé état **singulet** car une paire de spins ne peut adopter qu'une seule orientation dans l'espace. Un état **triplet** est un état dans lequel deux électrons appartenant à des orbitales différentes ont des spins parallèles. Le nom triplet traduit le fait (de la mécanique quantique) que deux spins parallèles ($\uparrow\uparrow$) ne peuvent adopter que trois orientations par rapport à un champ magnétique externe.

l'avons vu dans le chapitre précédent. La molécule se trouve alors dans un état électriquement excité, qui, le plus souvent, est aussi un état singulet de spin total 0. Les électrons π ne peuvent pas être excités directement dans un état triplet une telle transition est interdite par les règles de sélection de spin.

Un diagramme en énergie de ces orbites est donné dans la Figure 3-1, où nous distinguons les états de spin singulets des états de spin triplets. L'état fondamental singulet est S_0 . On trouve ensuite les états singulets excités S_1, S_2, \dots , puis le plus bas état triplet T_0 et ses états excités T_1, T_2, \dots ,

Les structures fines $S_{i,j}$ ou $T_{i,j}$ (le premier indice représente le niveau d'énergie électronique et le second représente l'état vibrationnel du niveau électronique) sont associées aux modes vibrationnels de la molécule. Les intervalles d'énergie entre les niveaux sont de l'ordre de quelques eV, tandis que les intervalles vibrationnel sont de quelques dixièmes d'eV.

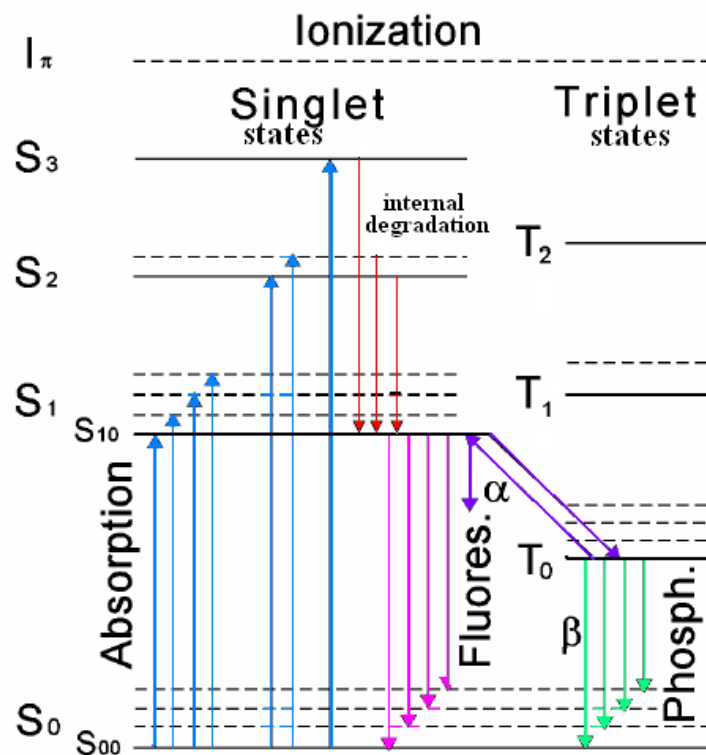


Figure 3-1: Diagramme de Jablonski, montrant les niveaux d'énergie d'une molécule de scintillateur organique. Pour une question de clarté, les états singulets (S) sont séparés des états triplets (T)

un électron π , partant de l'état fondamental S_{00} , et amené par excitation à l'état singulet $S_{i,j}$ ($i \neq 0$) se désexcite immédiatement (< 10 ps) vers l'état $S_{1,0}$ sans émission de radiation; il s'agit d'un processus de **dégradation interne**. A ce moment, différents processus entrent en compétition dont deux sont à retenir :

① Une grande probabilité de désexcitation associée à l'émission d'un photon, vers l'un des états vibrationnels du niveau fondamental, dans un temps de l'ordre de

quelques nanosecondes. C'est le phénomène de la **fluorescence**. Le photon émis peut être réabsorbé par une molécule de soluté, où quitter tout simplement le scintillateur et dans ce cas être détecté. Toutefois, on s'arrange généralement pour que le spectre d'absorption du soluté recouvre le spectre d'émission du solvant : la probabilité de réabsorption par le soluté d'un photon émis par le solvant est donc très élevée. Quand le soluté est excité, il se désexcite rapidement par transfert non-radiatif vers son premier état excité $S_{1,0}$. Un photon est ensuite émis. Son énergie est généralement inférieure à l'énergie d'excitation du solvant. Donc, malgré la grande concentration de ce dernier, la probabilité d'absorption de ce photon est négligeable. Ce même photon n'est que très peu absorbé par le soluté en raison de sa faible concentration, ce photon pourra donc en principe être détecté.

L'intensité de la prompt fluorescence du solvant à un instant t après l'excitation est donnée par [Equation 3- 1](#) :

$$I = I_0 e^{(-t/\tau)} \quad \text{Equation 3- 1}$$

Où τ est la durée de la désintégration de la radiation de la fluorescence. Dans les matières organiques relativement rapides τ est d'ordre la nanoseconde.

② La molécule peut subir une conversion systèmes [30] et devenir un état triplet. La caractéristique originale d'une molécule phosphorescente est qu'elle possède un état triplet excité dont l'énergie est comparable à celle de l'état singulet excité, et en lequel peut se transformer l'état singulet excité. Donc, il existe un mécanisme^(a) permettant de découpler deux spins électroniques (donc de convertir $\downarrow\uparrow$ en $\uparrow\uparrow$). Après passage de la molécule de l'état singulet excité à un état triplet, celle-ci continue à libérer de l'énergie dans l'environnement, et à descendre l'échelle de l'état vibrationnel, jusqu'à atteindre le niveau vibrationnel de l'état triplet le plus bas T_0 . Elle est alors piégée car elle ne peut rayonner son énergie, le retour à l'état fondamental étant interdit par les règles de sélection de spin : " Un état triplet ne peut être converti en un état singulet parce qu'un spin électronique ne peut pas s'inverser au cours d'une transition". La molécule ne peut se désexciter radiativement [31]. La transition radiative n'est ce pendant pas totalement interdite car le mécanisme responsable de la conversion intersystèmes est aussi capable d'enfreindre la règle de sélection de spin. Les molécules peuvent donc émettre faiblement, et l'émission peut se poursuivre longtemps après la formation de l'état excité de départ.

La phosphorescence est intense pour les scintillateurs solides, car le transfère d'énergie y est moins efficace et la conversion intersystèmes a le temps de se produire pendant que l'état excité singulet perd de l'énergie vibrationnelle.

Il est possible à partir de l'état T_0 de retourner à l'état $S_{1,0}$. Pour cela la molécule doit gagner de l'énergie soit par collision, soit par absorption d'un autre photon, soit par

^a Le phénomène responsable de l'inversion du spin électronique est nommé "couplage spin-orbite" : Le champ magnétique induit par le mouvement orbitalaire d'un électron autour du noyau interagit avec le moment magnétique de spin de l'électron et le fait pivoter en lui donnant une nouvelle orientation. La force du champ magnétique généré par le mouvement orbitalaire augmente avec la charge nucléaire.

transfert d'énergie entre deux états T_0 . La fluorescence observée apparaît alors plus tard dans le temps après le phénomène d'absorption. On parle alors de fluorescence retardée. Les longueurs d'onde de la fluorescence retardée sont exactement les mêmes que celles de la fluorescence spontanée. Il existe deux types de fluorescence retardée le type E observé pour l'éosine et le type P observé pour le Pyrène. La fluorescence retard de type E cesse lorsque l'échantillon est refroidie, alors que celle de type P non.

Le diagramme de Jablonski de la [Figure 3-1](#), montrant les niveaux d'énergie d'une molécule de scintillateur organique, explique pourquoi les scintillateurs organiques peuvent être transparents à leur propre radiation de fluorescence.

Lors de l'excitation, un électron π , partant de l'état fondamental S_{00} , sera amené dans un état S_{ij} ($i \neq 0$) et l'énergie absorbée sera ΔT_{exc} .

Dans une première étape, l'électron "retombera" rapidement par transition non-radiative vers l'état vibrationnel fondamental $S_{1,0}$; puis, lors de la désexcitation radiative ultérieure, la transition se fera de l'état $S_{1,0}$ vers l'état $S_{0,j}$ et l'énergie émise sera ΔT_{sci} . On a donc finalement :

$$\Delta T_{sci} < \Delta T_{exc}.$$

La différence entre ΔT_{exc} et ΔT_{sci} explique le décalage entre les spectres d'émission et d'absorption d'une molécule. On l'appelle décalage de Stokes.

La [figure 3-2](#) représente le spectre d'émission des scintillateurs les plus courants.

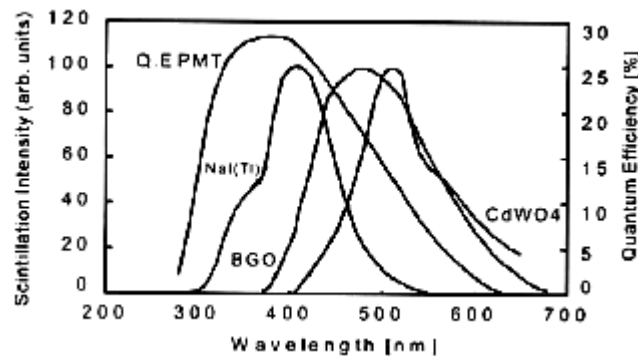


Figure 3-2: Spectre d'émission des scintillateurs les plus courants.

3-1-4 Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur organique.

Selon [32], on peut estimer le rendement lumineux d'un scintillateur organique de la manière suivante : Lorsqu'une particule chargée traverse un scintillateur organique binaire par exemple, elle perd son énergie par interaction électromagnétique. On suppose que toute l'énergie est perdue dans le solvant, vu la faible concentration de soluté. Un tiers de cette énergie est perdue par ionisation des molécules, les deux tiers contribuent à l'excitation.

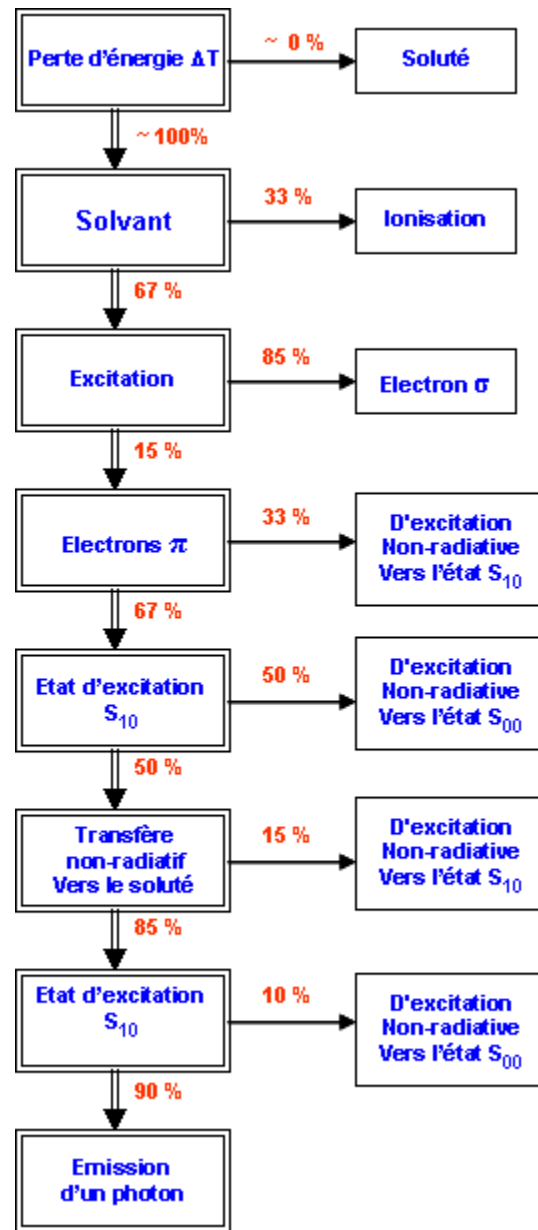


Figure 3-3 Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur selon [30]

Cette énergie d'excitation se répartit en 15% pour les électrons π et le solde pour l'excitation des électrons σ ou du cœur. Quand un électron π est excité, il se retrouve, en moyenne, à une énergie 1.5 fois supérieure à l'énergie du niveau S_{10} , il se désexcite donc rapidement vers ce niveau. Si la concentration du soluté est suffisamment grande, environ 50% de l'énergie du solvant lui est transférée de manière non-radiative (la quantité d'énergie transférée radiativement au soluté est négligeable). 15% de l'énergie est perdue par désexcitation non radiative vers le premier état excité du soluté. L'efficacité quantique de désexcitation radiative du scintillateur est grande elle est par

exemple estimée à 93% pour le POPOP^(a). Pour plus de simplicité supposons la, égale à 90%.

Le rapport entre l'énergie perdue par la particule ionisante et l'énergie sortante sous forme lumineuse est donc approximativement :

$$2/3 * 0.15 * 2/3 * 0.5 * 0.85 * 0.9 \approx 3\%$$

Si les photons émis ont une énergie moyenne de 3 eV ($\lambda \approx 400$ nm), le rendement lumineux d'un scintillateur en photons/keV est donné par :

$$1000 * 0.03 / 3 \approx 10 \text{ photons/keV.}$$

Nous insistons sur le fait que ce calcul est purement indicatif et ne sert qu'à estimer l'ordre de grandeur du rendement lumineux attendu. Ce résultat est compatible avec le rendement lumineux de scintillateurs organiques.

3-1-5 Réponse des Scintillateurs Organiques.

Comme le calcul ci-dessus l'indique, seule une très petite fraction de l'énergie cinétique perdue par une particule chargée est convertie en radiation de la fluorescence. Le reste est dissipé sans émission de la radiation, prioritairement sous forme de vibration de la molécule ou de chaleur. L'efficacité de la scintillation, définie par la fraction de l'énergie de la particule qui est convertie, dépend du type de la particule et son énergie.

La première description de la réponse d'un scintillateur organique aux particules chargées a été proposée par J.B.Birks [33] en 1964. Il est parti de la relation entre l'énergie de la fluorescence émise par unité de la longueur de la trajectoire, et la perte d'énergie spécifique par la particule chargée :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dT}{dx} \quad \text{Equation 3- 2}$$

Où S est l'efficacité de la scintillation.

En prenant en considération l'hypothèse selon laquelle une haute densité de l'ionisation le long de la trajectoire de la particule conduit à une augmentation de l'émission non-radiative appelée "quenching", la relation ci-dessus devient :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dT}{dx}}{1 + kB \frac{dT}{dx}} \quad \text{Equation 3- 3}$$

et correspond à un affaiblissement de l'efficacité de scintillation dû à l'endommagement progressif de la molécule. Ici le paramètre kB fait correspondre parfaitement cette équation aux données expérimentales pour un grand nombre scintillateurs.

^a POPOP : 1, 4-bis 2-(5 phényloxazolyl) benzène

L'excitation spécifique par les électrons rapides est caractérisée par un petit dT/dx , ainsi l'équation 3-3 devient :

$$\frac{dL}{dx} |_{\beta} = S \frac{dT}{dx} \quad \text{Equation 3- 4}$$

Et correspond au régime dans lequel la lumière émise est linéaire par rapport à l'énergie initiale de la particule. De l'autre côté, pour les particules alpha, caractérisé par un grand dT/dx , l'équation 3-3 devient :

$$\frac{dL}{dx} |_{\alpha} = \frac{S}{kB} \quad \text{Equation 3- 5}$$

En faisant le rapport des deux dernières équations (rapport d'alpha et de beta), il est possible de fixer une valeur appropriée au paramètre kB et de décrire la différence de l'émission lumineuse pour un scintillateur organique pour les électrons et les particules chargés ayant la même énergie cinétique. Le rendement lumineux des électrons est toujours plus grand que celui des particules chargées lourdes de même énergie par conséquent le rapport entre alpha et beta est toujours plus petit que 1.

En première approximation la réponse en temps d'un scintillateur organique est donnée par l'équation 3-1. C'est parce qu'on suppose que les états luminescents de la molécule sont atteints instantanément et que seule les émissions de fluorescence sont observées. Un modèle plus détaillé de cette dépendance du temps, doit prendre en considération deux autres effets : le temps fini exigé pour peupler les états luminescents, et le composant plus lent de la scintillation qui correspond à la fluorescence retardée et à la phosphorescence. Le comportement typique du temps exige environ une deminanoseconde pour peupler les niveaux luminescents, c'est-à-dire le temps de la montée, et trois ou quatre fois plus, pour le temps de la désintégration, à partir de ces niveaux, pour les scintillateurs les plus rapides.

La première approche a été faite par A. Raviart et V. Koechlin [34] suivi par F. J. Lynch [35] qui ont supposé que la population des niveaux optiques est aussi exponentielle et la forme totale de la 'impulsion lumineuse est donnée par l'équation 3-6:

$$I = I_0 \left(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1} \right) \quad \text{Equation 3- 6}$$

Où τ_1 est la constante de temps décrivant la population des niveaux optiques et τ la constante de temps qui décrit la désintégration. Des observations supplémentaires [36] ont montré que l'étape de la population des niveaux optiques est mieux représentée par une fonction Gaussienne $f(t)$ caractérisée par un σ , tel que les performances du

scintillateur peuvent être spécifiées par les paramètres (σ, τ) plutôt que par le temps de montée et le temps de désintégration (τ_1, τ) , et est décrit par :

$$I(t) = I_0 f(t) e^{-t/\tau} \quad \text{Equation 3-7}$$

Expérimentalement, le temps de montée et de désintégration peuvent être caractérisées par la largeur à mi-hauteur - FWHM ^(a) - de la courbe du temps, par conséquent il est devenu commun de spécifier les performances scintillateur organique ultrarapide par leur FWHM plutôt que par le temps de la désintégration seul.

Pour une vaste majorité des scintillateurs organiques, la prompte fluorescence représente la lumière de scintillation la plus observée. La composante à longue vie correspondant à la fluorescence retardée est cependant aussi observée dans certains cas. Ce composant lent de la scintillation a typiquement un temps de désintégration caractéristique de plusieurs centaines de nanosecondes. Il a au moins une propriété très utile qui est la possibilité de Discriminer la Forme de l'impulsion [37] : la fraction de lumière qui paraît souvent dans le composant lent dépend de la nature de la particule excitatrice. On peut faire usage de cette dépendance pour discriminer entre particule de genres différents qui déposent la même quantité d'énergie dans le scintillateur, comme l'indique la figure 3-4. Cette technique est largement utilisée pour éliminer des événements provoqués par les rayons gamma, quand les scintillateurs organiques sont utilisés comme détecteurs du neutron.

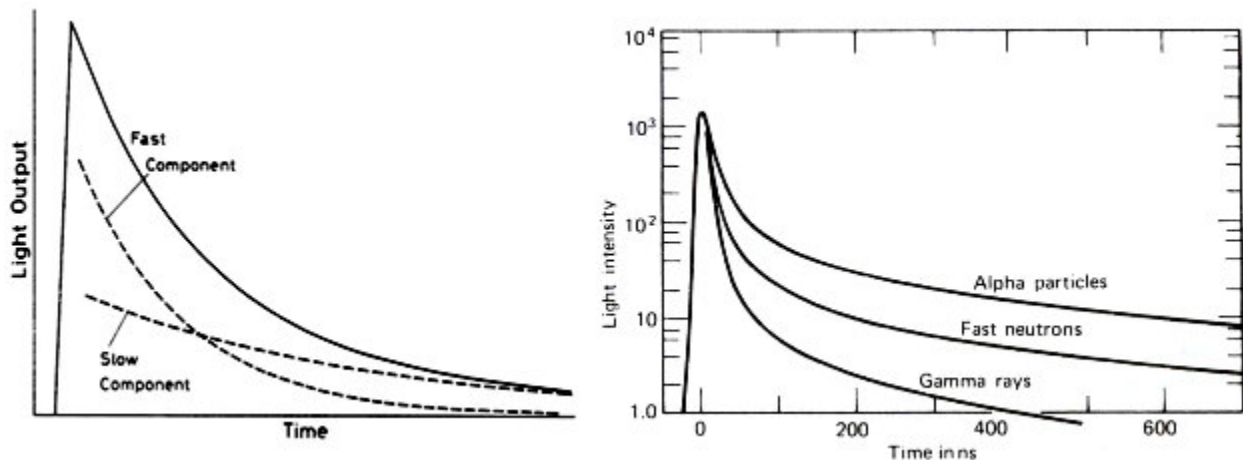


Figure 3-4 (A droite) Evolution de l'impulsion lumineuse en fonction du temps.

On observe la superposition de la composante rapide dite de fluorescence et de la composante retardée dite de phosphorescence.

Figure 3-5 (A gauche) La dépendance en temps de l'impulsion de la scintillation dans le stilbène quand il est excitée par des rayonnements de différents types (les intensités sont égales au temps zéro)

^a Full Width at Half Maximum. Qui signifie en français Pleine Largeur à Demi Maximum.

3-1-6 La collecte des photons.

L'un des défis à relever lors de la conception d'un détecteur à scintillation est de pouvoir récolter le maximum de lumière émise par le scintillateur, car la meilleure résolution en énergie ne peut être obtenue qu'en rassemblant le maximum possible de photons émis au cours d'une scintillation. On s'en approche en réduisant au minimum les pertes des photons dans le milieu. Ces pertes se font principalement par l'absorption du photon et par leurs fuites hors du scintillateur. Dans des applications typiques où la surface de détection n'est que de quelques centaines de centimètres carrés, les pertes par absorption sont négligeables. Dès lors, la lumière collectée dépend surtout de l'interface entre le scintillateur et son environnement immédiat. Des stratégies allant du polissage des surfaces du scintillateur à la recouverte de ces surfaces par des matériaux réfléchissant sont utilisées. Nous présentons ci-dessous quelques unes de ses solutions.

La lumière émise par un point situé à l'intérieur du scintillateur peut prendre toutes les directions et seule une partie ira directement vers le guide de lumière. [Figure 3-6 a\)](#)

Une autre cause qui affecte la résolution en énergie est l'uniformité de la collecte de la lumière. Etant donné que l'interaction de la particule avec le scintillateur ne se fait pas toujours au même endroit, la non uniformité dans collecte de la lumière provoquera une variation de l'amplitude de l'impulsion du signal pour des particules de même énergie.

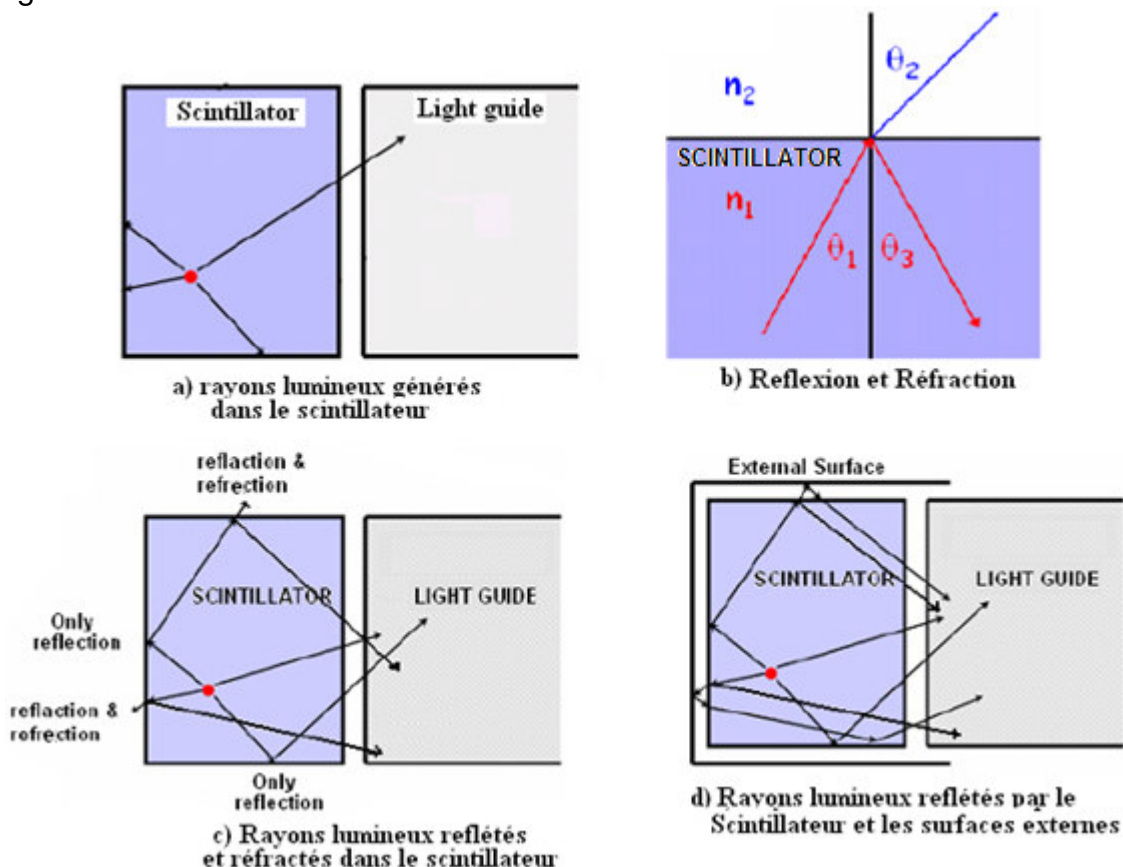


Figure 3-6 comportements des rayons lumineux à l'intérieur du scintillateur.

D'autres rayons lumineux sont orientés sur les autres surfaces externes où ils peuvent être reflétés et transmis d'après la loi de Snell, suivant les indications de la [figure 3-6 b](#)). En utilisant l'optique géométrique, il est possible d'appliquer la loi de Snell.

$$n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2 \quad \text{Equation 3- 8}$$

Ou : n_1 est l'index de réfraction du scintillateur
 n_2 est l'index de réfraction de l'air,
 θ_1 est l'angle d'incidence du rayon lumineux.
 θ_2 est l'angle de réfraction du rayon lumineux.
 $\theta_3 = \theta_1$ est l'angle réfléchi du rayon lumineux.

Dans le scintillateur, seule la réflexion est désirée parce que la réfraction abaisse le rendement de la détection. Pour obtenir la réflexion totale directe, l'angle d'incident du rayon lumineux doit être plus grand que l'angle d'incidence critique θ_c , aussi connu sous le nom d'angle de Brewster (quand l'angle d'incident est égal à l'angle critique, la lumière réfractée rase la surface). θ_c est obtenu en substituant $\theta_2 = 90^\circ$ dans la relation de Snell.

On obtient alors :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \cong \arcsin\left(\frac{1}{n_1}\right) \quad \text{Equation 3- 9}$$

Pour avoir une bonne réflexion, on poli autant que possible les faces extérieures du scintillateur et on les recouvre avec un matériel à réflexion totale. Comme l'indique le [schéma 3-6 d](#)).

De fines couches d'oxyde de magnésium (MgO), d'aluminium (Al), d'oxyde de silicium (SiO₂) ou d'oxyde de titane (TiO₂) sont couramment utilisées comme réflecteur. Le MgO et l'Al sont souvent utilisés a cause de leur capacité de réfléchir la lumière sur une large bande spectrale comme illustre a la [figure 3-7](#) [³⁸], cependant, les poudres de MgO ou d'Al adhèrent mal aux surfaces de plastique ou de verre. Si l'on souhaite, ne pas faire réfléchir les longueurs d'onde inférieures a environ 400 nm, il est aussi possible de choisir du TiO₂.

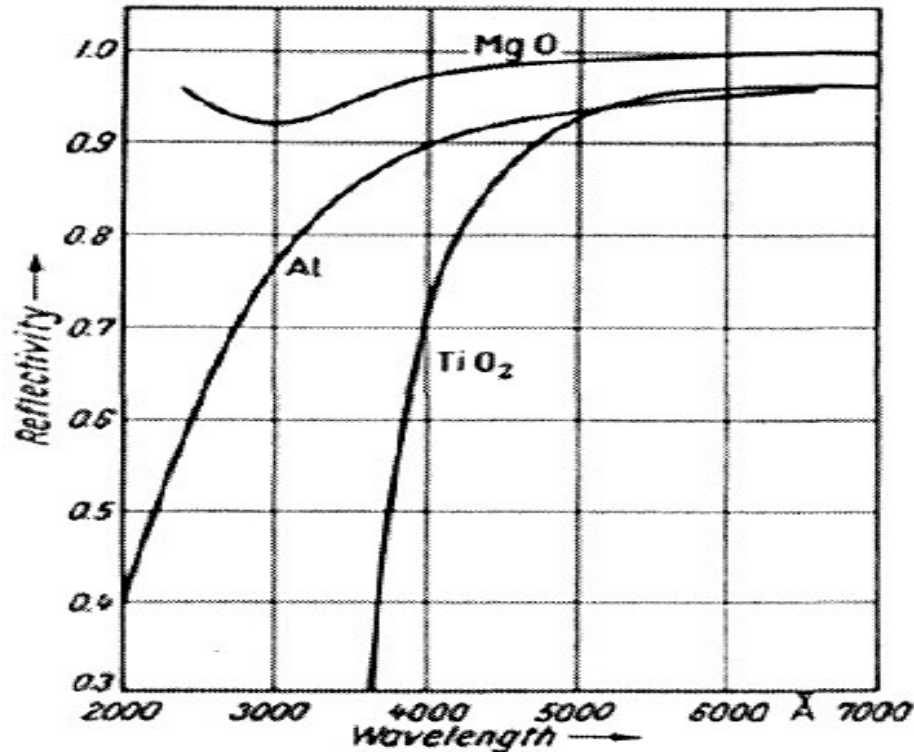


Figure 3-7: Réflexivité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux

3-1-7 Détérioration des scintillateurs par les radiations

Tout scintillateur peut être endommagé par des radiations quand il est exposé pour une longue période à un grand flux de radiation. C'est une donnée à prendre en compte pour des détecteurs qui doivent séjourner dans l'espace où le flux de particule est souvent très important et particulièrement dans la ceinture de Van Allen.

Certains dégâts comme une réduction de la transparence sont visibles. Cette réduction de la transparence a pour conséquence la création des centres de couleur qui absorbent la lumière de scintillation. Plus, encore il peut aussi y avoir interférence avec le processus d'émission. Les effets de la détérioration dépendent du taux de radiation et varient également avec le type de particules auxquelles est exposé le scintillateur. Certains effets sont souvent au moins partiellement réversibles. De nos jours il est clair que la contribution qui domine la détérioration du mécanisme de scintillation est la création des centres de la couleur. À cause du nombre de variables impliquées dans la détérioration des scintillateurs tel que, le taux de la dose, le type de particules, l'énergie de la particule et la présence ou non des impuretés, il n'est pas facile de modéliser la dose minimale exacte de la radiation pouvant produire des dégâts observables dans des circonstances spécifiques. Quelques nombres sont disponibles dans la littérature [24] et s'étendent d'une exposition de 10 Gy^(a) pour l'iodure de sodium dopé au thallium, à 10⁶ Gy nécessaire pour voir ces effets dans GSO.

^a 1 Gy \Leftrightarrow 1 Gray est la dose d'énergie absorbée par un milieu homogène d'une masse de 1 kg lorsqu'il est exposé à un rayonnement ionisant apportant une énergie de 1 Joule, 1 Gy = 1 J/kg.

3-2 Le guide de lumière

Le guide de la lumière a pour but de rassembler la lumière émise par le scintillateur en direction du photomultiplicateur. Comme l'indique la [figure 3-8](#) suivante, le guide de lumière a une forme qui lui permet de s'emboîter dans le photomultiplicateur et de s'adapter sur le scintillateur.

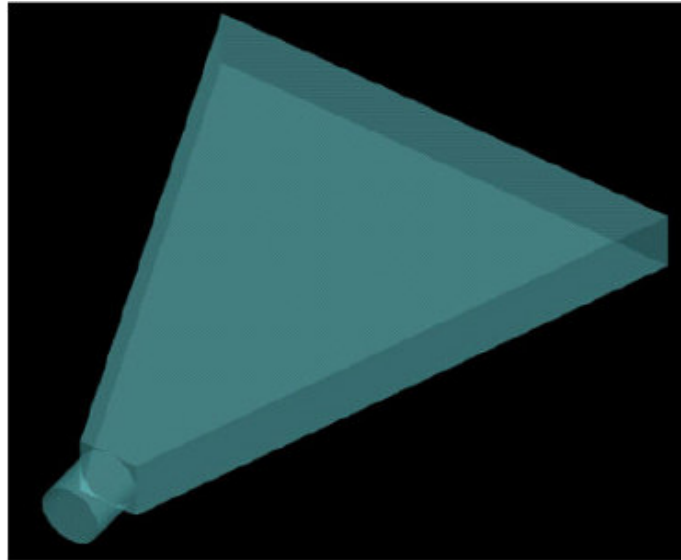


Figure 3-8 Guide de lumière simulé à l'aide de Géant 4

En vue de dessus le guide de lumière est un triangle isocèle. Le choix des angles est fondamental pour permettre la collecte du maximum possible de lumière. L'aptitude à collecter la lumière augmente quand l'angle au sommet du triangle diminue comme l'indique la [figure 3-9](#) où on peut observer comment sont réfléchis les rayons lumineux incidents en fonction de l'angle au sommet du guide de lumière.

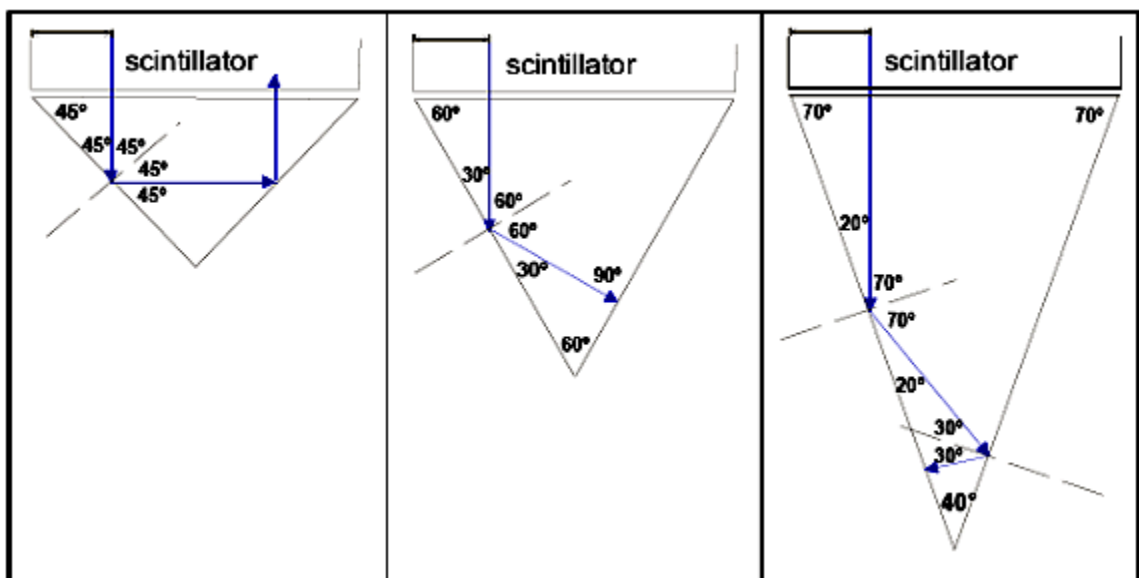


Figure 3-9 réflexion des rayons lumineux en fonction de l'angle au sommet du guide de lumière.

La diminution de l'angle au sommet permet une plus grande collecte de la quantité de lumière, mais entraîne une augmentation de la hauteur du guide de lumière, et par conséquent du trajet que doit effectuer le rayon lumineux pour aller du scintillateur au photomultiplicateur. Plus le trajet est grand, plus il y a des risques d'atténuation du rayon lumineux avant d'atteindre le photomultiplicateur, et plus le temps de réponse du détecteur est long.

La profondeur d'atténuation $L(x)$ est définie comme la distance entre le point où la lumière a été produite et le point où elle est atténuée d'un facteur $1/e$, et s'exprime par l'équation 3-10.

$$L(x) = L(0) \cdot \exp(-x/L_{att}) \quad \text{Equation 3- 10}$$

Pour les guides de lumière que nous avons utilisées au cours de notre travail, l'angle au sommet était de 22° . Un compromis entre les deux paramètres contrastés : l'aptitude à collecter la lumière (angle au sommet $\leq 33^\circ$) et l'atténuation de la lumière (angle au sommet $>20^\circ$).

3-3 Le Tube Photomultiplicateur (PMT)

Le but d'un photomultiplicateur est de convertir les photons de scintillation en un signal électrique, qui peut être ensuite traité électroniquement (amplificateur etc.).

3-3-1 Le principe physique

Les tubes photomultiplicateurs sont des tubes dans lesquels existe un vide poussé et dans lesquels, le composant principal est une photocathode, qui est en générale une mince couche d'un alliage métallique alcalin. Le principe physique est l'effet photo-électrique. Un photon pénètre dans la photocathode et éjecte dans le vide un électron à faible énergie. Ce processus se déroule en trois étapes [39].

- ① L'absorption du photon et le transfert de son énergie à l'électron dans le matériel de la photocathode
- ② La migration du photoélectron vers la surface de la photocathode
- ③ Échappement de l'électron de la surface de la photocathode.

L'énergie pouvant être transférée du photon de scintillation à un électron est, approximativement de 3 eV (lumière de scintillation bleue). Cependant, une partie de cette énergie est perdue dans des collisions d'électron-électron pendant que l'électron migre vers la surface et ensuite il y a la barrière de potentielle à l'interface extérieure avec le vide (the work function) qui doit être surmontée pour que l'électron entre dans le vide.

Il y a dès lors des limitations d'énergie sur le système imposées par la barrière de potentielle sur l'interface surface/vide et les interactions dans le matériel. Ce qui limite les matériaux qui peuvent être employés pour la photocathode. Typiquement les métaux ont une fonction de travail de $3 \sim 4\text{eV}$, les semi-conducteurs $1.5 \sim 2\text{eV}$.

En outre, l'épaisseur du matériel qui peut produire des photoélectrons dans le vide est limitée, puisque plus l'épaisseur est grande, plus il y a des pertes d'énergie lorsque l'électron émigre vers la surface. Pour des métaux cette énergie perdue est relativement élevée et un électron peut facilement voir son énergie passer en-dessous de la barrière potentielle après avoir voyagé seulement quelques nanomètres. Avec les semi-conducteurs l'électron peut voyager 20 - 30 nanomètres, avant que son énergie ne chute en-dessous de la barrière. Dans l'un ou l'autre cas seulement une mince couche du matériel peut permettre d'envoyer des photoélectrons dans le vide. Les cathodes sont souvent conçues tel que la lumière incidente arrive d'un côté, alors que les électrons sont éjectés de l'autre côté. La photocathode est donc extrêmement mince, et est donc semi-transparente à la lumière. Ceci signifie qu'une grande proportion (plus de la moitié) de la lumière passe directement à travers la photocathode sans interagir. Même si la fonction de travail est basse, la nécessité d'avoir une photocathode mince fait qu'elle ne peut convertir, au mieux, qu'une très petite proportion des photons.

Les problèmes des fonctions de travail et de l'interaction des électrons dans matériel, fait que toutes les photocathodes ont une coupure d'énergie en fonction de la fréquence de la lumière qui peut produire des photoélectrons capable de s'échapper dans le vide. Quelques fréquences légères ne peuvent pas créer des électrons avec assez d'énergie pour surmonter la barrière potentielle. La coupure d'énergie est habituellement dans la partie infrarouge du spectre lumineux, ou proche de l'infrarouge.

La sensibilité d'une photocathode est habituellement définie en termes d'*efficacité quantique* (η). L'*efficacité quantique* de la photocathode est la probabilité de la conversion de la lumière en signal électrique et est définie ainsi.

$$\text{Efficacité quantique} = \frac{\text{le nombre de photoélectrons qui ont été créé}}{\text{le nombre de photons d'incident}}$$

L'*efficacité quantique* est fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente, et un effort doit être fait pour harmoniser la réponse spectrale de la photocathode avec le spectre d'émission du scintillateur.

L'*Efficacité quantique* moyen au-dessus du spectre d'émission typique d'un scintillateur est environ 15 à 20 pour cent, tandis que l'efficacité quantique maximal est compris entre 25 et ~ 30 %. La norme pour la comparaison est le nombre de photoélectrons par keV perdue par les électrons rapides dans un cristal de NaI(Tl). Pour l'*efficacité quantique* maximale, environ 8 à 10 photoélectrons sont produits par keV d'énergie perdue. Par conséquent, la perte d'énergie moyenne requise pour créer un photoélectron simple (ou un porteur de charge de base) est de ~ 100 eV, ce qui est beaucoup plus grand que les valeurs dans les détecteurs à gaz ou de semi-conducteur. Actuellement, le multialkali (basé sur Na₂K₂Sb) et bialkali (basé sur K₂CsSb) sont des matériaux habituellement employés pour la photocathode.

Le PMT prend les électrons émis par la photocathode et les amplifie par une chaîne de dynodes par le processus de la multiplication des électrons.

Des électrons sont éjectés de la photocathode dans le vide avec une énergie de ≈ 1 eV et sont accélérés par une tension de quelques centaines de volts vers une électrode. L'électron accéléré a une énergie de quelques centaines d'électron volts à l'arrivée sur l'électrode ; ce dépôt d'énergie cinétique peut avoir comme conséquence la

réémission des électrons secondaires. Il faut typiquement à 2 à 3 eV pour exciter un électron dans la dynode, ainsi 100 V peuvent théoriquement créer ≈ 30 électrons.

Cependant, il y a le même problème que dans la photocathode ; les électrons doivent être près de la surface pour être éjecté, si non ils perdraient trop d'énergie à travers des collisions et ne pourront pas surmonter la barrière potentielle à la surface. Seule une petite proportion des électrons excités jusqu'à la bande de conduction atteint la surface et crée les électrons secondaires.

Le facteur global δ de multiplication pour une dynode est donné par :

$$\delta = \frac{\text{le nombre d'électrons secondaires émis}}{\text{le nombre d'électron d'incident}}$$

δ est en général compris entre 4 ~ 6 pour des tensions de quelques centaines de volts.

3-3-2 La Multiplication Multi-Etages

Les tubes photomultiplicateurs utilisent des chaînes de dynode de plusieurs étages de multiplication pour créer des gains d'électron de l'ordre de 10^6 .

Des électrons sont créés dans la photocathode, et accélérés vers la première dynode, où des électrons secondaires sont émis. Les électrons secondaires sont accélérés par le champ électrique vers une deuxième dynode, où ils créent les électrons secondaires, et ainsi de suite. Ceci peut être répété plusieurs fois.

Le gain global pour le tube est donné par $G = \alpha\delta^N$

Où N est le nombre d'étapes de multiplication, α est la fraction des électrons collectés par la structure de multiplication, et le δ est le facteur de multiplication pour une électrode simple.

Pour les tubes typiques le δ est d'environ 5 et le α approche l'unité. 10 étages de multiplication conduit à un gain global du tube de entre 5^{10} et 10^7 .

3-3-3 Statistiques de multiplication des électrons

L'émission des électrons secondaires des dynodes est un processus statistique, ainsi le facteur de multiplication δ n'est pas une constante fixe mais varie d'un événement à un autre autour d'une valeur moyenne. Par conséquent des impulsions sont amplifiées globalement en bas de la chaîne de dynode par une valeur moyenne qui a une certaine variation statistique.

Nous mesurons une tension moyenne finale qui a une variation statistique, c'est-à-dire, que nous ne mesurons pas simplement une énergie fixe, mais une énergie moyenne ayant ses variations. La chaîne de dynode affecte donc la résolution d'énergie du système.

Nous pouvons supposer un modèle simple où la production des électrons secondaires suit une distribution de Poisson à propos du rendement moyen.

L'incidence d'un unique photoélectron sur la première dynode a comme conséquence un nombre moyen d'électrons secondaires de $\delta \pm \sqrt{\delta}$. La variance relative est alors $1/\delta$.

Le processus est élaboré à travers N étages identiques du tube de P.M., et le nombre moyen d'électrons collecté à l'anode est donné par le δ^N .

La variance relative dans ce nombre est : $1/\delta + 1/\delta^2 + 1/\delta^3 + \dots + 1/\delta^N \cong 1/(\delta - 1)$.

La variance dans la chaîne de dynode s'ajoute à la pauvre résolution d'énergie observée pour les détecteurs à scintillation.

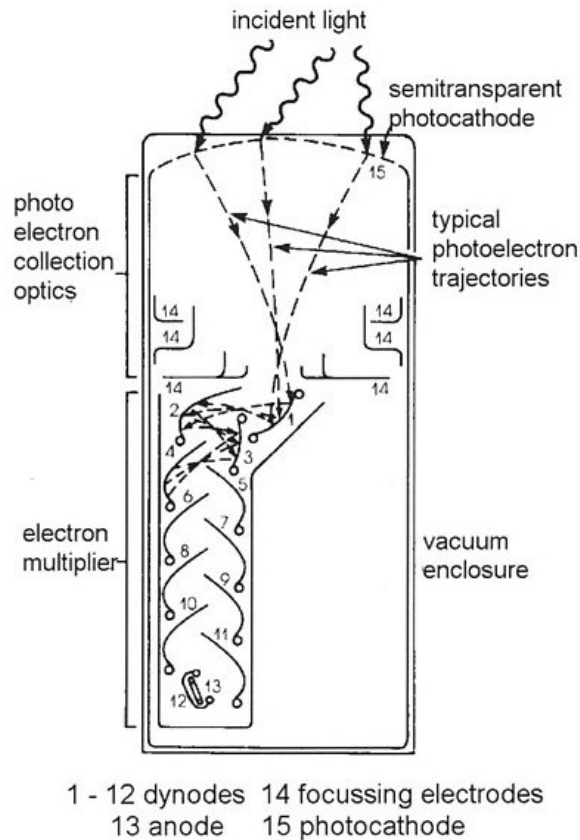


Figure 3-10 Elément de base d'un photomultiplicateur (PMT).

3-4 Conclusion

Le trigger de l'expérience SiRad est construit sur le principe de fonctionnement d'un détecteur de base. Il était donc important pour nous de voir ce qu'est un détecteur de base, et de maîtriser son fonctionnement. Concernant toujours l'expérience SiRad, un autre type de photomultiplicateur appelé SiPM (Silicon photomultiplier) a été utilisé. Le SiPM a une manière de multiplier les charges, complètement différents de celle des PMTs. Son principe repose sur la jonction de deux semi-conducteurs, l'un dopé p et l'autre dopé n. Le chapitre suivant va nous permettre d'en savoir un peu plus sur les semi-conducteurs, le dopage, la jonction p-n et nous conduira ensuite vers le SiPM.

CHAPITRE 4

Les Semi-conducteurs des systèmes de détection.

4-1 Propriétés des Semi-conducteurs.

Il existe deux grandes familles de détecteurs solides : les détecteurs semi-conducteurs et les fibres optiques scintillantes. Nous nous intéresserons uniquement aux détecteurs solides basés sur des matériaux semi-conducteurs. Les semi-conducteurs usuels sont des solides cristallins dont les propriétés de conduction des charges changent de façon importante en fonction de plusieurs paramètres tels la température, le nombre d'impuretés incorporées au volume et la densité de photons frappant sa surface. Les matériaux semi-conducteurs sont nombreux, mais seuls le silicium et le germanium seront mentionnés dans ce chapitre.

Pour comprendre les propriétés des semi-conducteurs, il faut introduire des notions élémentaires de bandes d'énergie des solides. Cette introduction est faite à partir du [paragraphe 4-1-1](#). À partir du [paragraphe 4-2](#), nous discuterons de l'effet des impuretés sur les propriétés des semi-conducteurs. Finalement, à partir du [paragraphe 4-6](#), nous décrivons la jonction p-n des semi-conducteurs qui est la zone sensible des détecteurs, et nous verrons quelles sont les caractéristiques de cette jonction.

4-1-1 Notions élémentaires de bandes d'énergie des solides.

La matière compacte peut prendre deux états solides différents, suivant les conditions dans lesquelles elle s'est formée : un état dit amorphe, dans lequel la disposition des atomes est aléatoire, ou un état dit cristallisé, caractérisé par un arrangement périodique de points virtuels sur lesquels les atomes ou groupements d'atomes sont disposés. Les solides amorphes sont généralement appelés des verres et considérés comme des liquides de haute viscosité. Dans un solide cristallisé, les noyaux d'atomes et les électrons sont liés entre eux par des forces principalement coulombiennes. Ces forces sont plus ou moins importantes suivant l'électronégativité des éléments intervenant dans les liaisons, ce qui confère aussi au solide cristallisé des propriétés mécaniques et électriques particulières. L'immense majorité des semi-conducteurs utilisés dans les applications électroniques (Si,Ge) sont basés sur la même structure cristallographique : celle du diamant. La structure du diamant est formée par deux réseaux cubiques faces centrées interpénétrés. Ces deux réseaux ont le même motif. (Voir [Figure 4-1](#) et [Figure 4-2](#))

Dans un atome isolé les états d'énergie permis aux électrons sont discrets. A un niveau d'énergie possible, correspond plusieurs états quantiques (sous-états correspondant à une même énergie appelés dégénérescence). A chaque état, on peut associer une orbitale ou une fonction d'onde électronique représentant la probabilité de présence de l'électron autour du noyau atomique. Les électrons de l'atome se distribuent alors sur les différents niveaux d'énergie permis tout en minimisant l'énergie

totale et en respectant le principe d'exclusion de Pauli. Le comportement des électrons dans un réseau cristallin périodique est cependant légèrement différent.

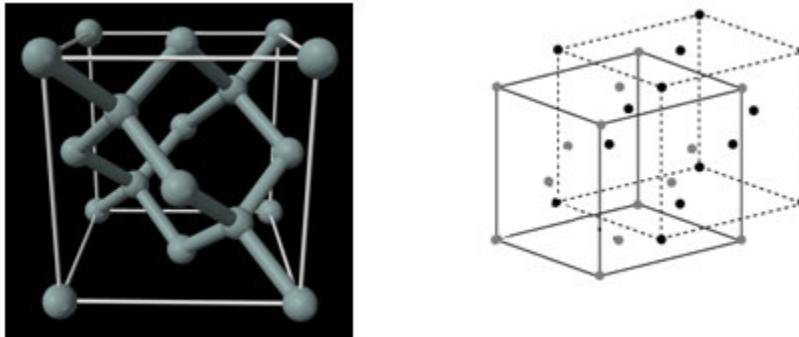


Figure 4-1 (A droite) Motif élémentaire de type diamant du silicium [40].
 Figure 4-2 (A droite) Deux réseaux cubiques faces centrées interpénétrés

Imaginons une chaîne de N atomes identiques initialement éloignées les uns des autres : ils vont, lors de la constitution du réseau cristallin, interagir entre eux ce qui va entraîner une modification des niveaux d'énergie pour les électrons. Ceci est une conséquence du Principe d'exclusion de Pauli, chaque niveau d'énergie va se scinder en N sous-niveaux discrets afin que ne corresponde pas la même énergie à deux mêmes sous-états quantiques. Les couches périphériques sont les plus fortement affectées. Ainsi, pour chaque niveau d'énergie initiale d'un atome, ils s'établissent pour le cristal, N sous-niveaux d'énergie tellement rapprochés les uns des autres qu'ils forment pratiquement une bande continue ^(a). Aussi les divers niveaux atomiques produisent généralement autant de bandes d'énergie dans un solide cristallin.

Les électrons ne peuvent avoir accès aux niveaux d'énergie entre les bandes. On dit que les niveaux d'énergie dans les bandes sont **permis ou possibles** tandis que les niveaux d'énergie entre les bandes ne sont **pas permis ou interdits**. Les bandes interdites sont aussi appelées " **gap** "

En Physique statistique, on montre que la probabilité pour un électron d'occuper un état quantique de niveau d'énergie E_i est donnée par la fonction de distribution de Fermi-Dirac $f(E_i)$:

$$f(E_i) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)} \quad \text{Equation 4-1}$$

Où $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, T la température et E_F le niveau d'énergie de Fermi. C'est l'énergie maximale des états occupés par les électrons au

^a On parle aussi de **continuum d'énergie** (spectre continu d'énergie)

zéro absolu ^(a). C'est aussi l'énergie pour laquelle la probabilité est, $f(E_i) = \frac{1}{2}$ quelle que soit la température.

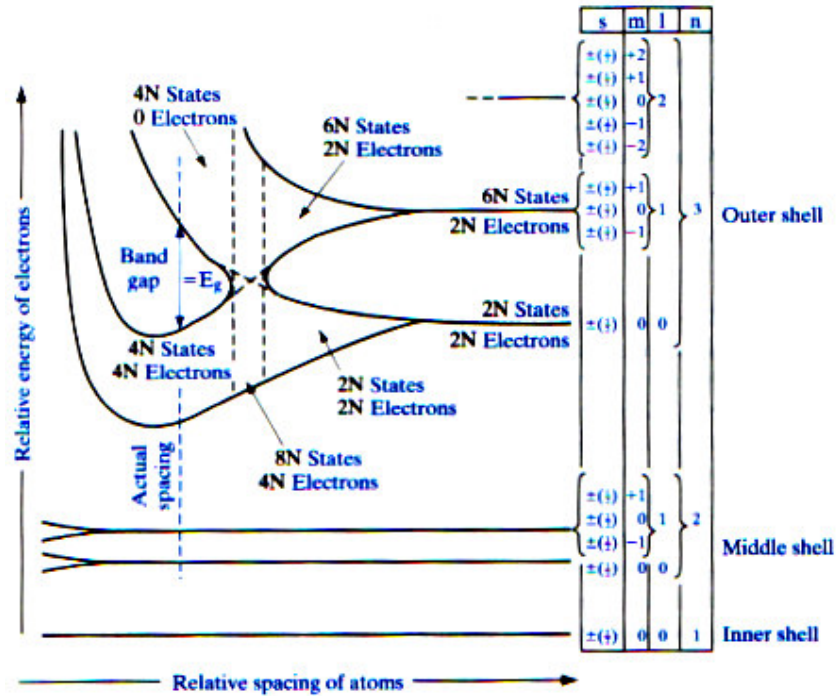


Figure 4-3: Schéma des bandes d'énergies des électrons dans un cristal de Si, formées à partir des états discrets atomiques. [41]

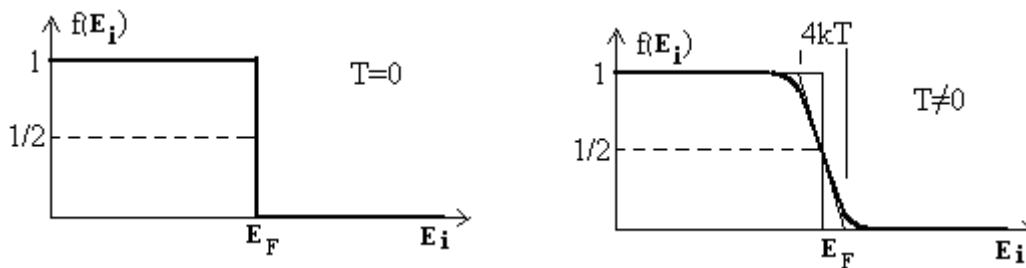


Figure 4-4: Tracé de la fonction de distribution de Fermi-Dirac à T =0 K et à T>0 K

^a Sa valeur dépend du nombre d'électrons de valence et de la densité d'états accessibles ; elle est donc caractéristique du matériau. Dans les semi-conducteurs, le niveau correspondant à cette énergie (le niveau de Fermi) se trouve dans le gap. Cela a pour conséquence qu'à 0 Kelvin, la bande de valence est pleine tandis que la bande de conduction est vide. Lorsque la température augmente, certains électrons sont capables de dépasser le niveau de Fermi et donc d'atteindre la bande de conduction.

La Figure 4-4 (A droite) représente la courbe de $f(E_i)$ à $T = 0$ K. On remarque sur cette figure que $f(E_i) = 1$ si $E_i < E_F$, et $f(E_i) = 0$ si $E_i > E_F$. On en déduit qu'à 0 K, tous les niveaux d'énergie situés sous l'énergie de Fermi sont occupés alors que tous ceux situés au-dessus du niveau de Fermi sont vacants.

On appelle **bandes de valence**, les bandes pleines dont les énergies sont les plus élevées à l'état fondamental^a. Elles contiennent des électrons des couches externes des atomes dits électrons de valence). Les électrons dans la bande de valence, sont très étroitement liés à leurs atomes respectifs dans le réseau.

On appelle **bande de conduction**, les bandes partiellement remplies ou complètement vides à l'état fondamental. Les électrons de cette bande quand il y en a, sont dissociés de leurs atomes parents et sont libres d'errer dans tout le cristal.

La bande interdite située entre la dernière bande de valence et la première bande de conduction est appelée le gap.

La largeur du gap et des autres bandes est déterminée par l'espacement entre les atomes dans le réseau. Cet espacement est fonction de la température et de la pression.

Le diagramme de bande de la Figure 4 5 peut permettre d'appréhender aisément la différenciation entre un métal, un semi-conducteur et un isolant.

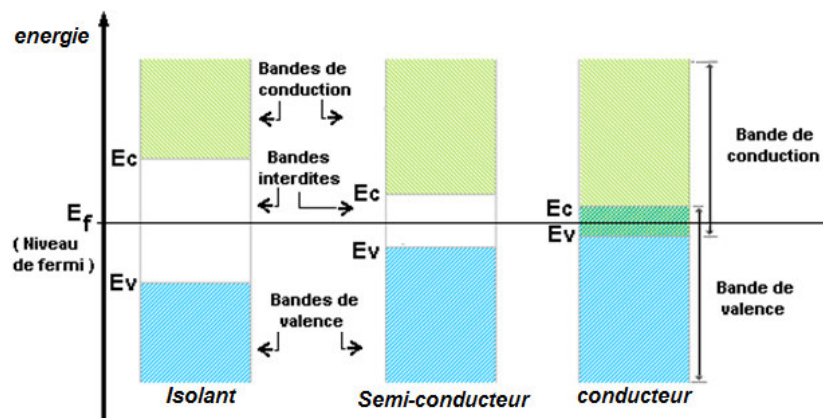


Figure 4-5: Schéma établi selon la théorie des bandes d'énergie indiquant suivant les cas les positions respectives de la bande de valence et de la bande de conduction.

E_v et E_c indiquent respectivement les énergies de valence et de conduction.

Un **matériau isolant** possède un gap élevé. Tous les électrons servent aux liaisons entre les atomes. A l'état fondamental, il n'y a pas d'électrons dans la bande de conduction. Une élévation de la température peut toutefois apporter l'énergie nécessaire au passage de certains électrons dans la bande de conduction, mais à température ambiante, cette probabilité est très faible, et le matériau reste isolant. Quand un champ

^a L'état fondamental d'un matériau est celui qu'il a au zéro absolu (0 Kelvin).

électrique externe est appliqué, il n'y a aucun mouvement des électrons dans le cristal et ainsi aucun courant.

Dans un **matériau conducteur**, les liaisons chimiques n'utilisent pas tous les électrons de la couche périphérique, ceux qui sont excédentaires sont alors libres de circuler et de se déplacer partout dans la bande de conduction (même à 0 K). Ceci se traduit par un gap nul ou négatif. Ce qui signifie que soit la bande de conduction dispose toujours de places libres : les bandes de conduction et de valence se chevauchent. Un courant électrique s'établira quand un champ électrique sera appliqué.

Un **matériau semi-conducteur** est un isolant possédant un faible gap. Il est parfaitement isolant à 0 K, mais devient progressivement conducteur lorsque la température augmente, par apport d'énergie sous une forme quelconque (lumière ou tout rayonnement électromagnétique, chauffage, etc.). Il reste cependant proche de l'isolant à température ambiante. S'il est pur, on dit que c'est un semi-conducteur intrinsèque.

4-2 Porteurs de charge dans les semi-conducteurs

À 0 K, tous les électrons dans la bande de valence participent à la liaison covalente entre les atomes du réseau. Aux températures ambiantes, cependant, l'action de l'énergie thermique peut exciter un électron de valence à rompre la liaison et à passer dans la bande de conduction, laissant un trou dans sa position originale. Un électron venant d'un atome voisin peut alors occuper la place libre en laissant un trou à son tour qui sera comblé par un autre voisin ainsi de suite..., le trou semblera se déplacer dans le cristal. Le trou agit donc comme un porteur de charge positive, et son mouvement dans le cristal constitue un courant électrique avec un sens opposé à celui des électrons. Les propriétés de conduction du trou diffèrent toutefois sensiblement de celles des électrons. Ainsi, dans un semi-conducteur le courant électrique provient de deux sources : le mouvement des électrons libres dans la bande de conduction et le mouvement des trous dans la bande de valence. Les porteurs de charges sont donc de deux types : les trous et les électrons.

L'ionisation thermique a comme conséquence les électrons libres et les trous en nombre égal et par conséquent de même concentration molaire. Le phénomène d'ionisation thermique n'intéresse qu'un nombre très faible d'atome de silicium (3 sur 10^{13} à a température de 300 K). Pendant le mouvement des électrons dans le cristal de semi-conducteur, certains d'entre eux se recombinent avec des trous et donc il y a des paires de porteurs de charge qui disparaissent. Dans le modèle des bandes, on l'explique en disant qu'un électron de la bande de conduction libère sa place et vient occuper une place libre dans la bande de valence, neutralisant alors un trou.

Lorsque l'électron descend de la bande de conduction vers la bande de valence, le semi conducteur restitue l'énergie sous forme chaleur ou de photon. Le photon émis a une énergie égale à $E_G = h\nu$. (E_G : énergie de la bande interdite, h : constante de Planck, ν : fréquence de la lumière).

En sens inverse, un photon qui possède une énergie supérieure ou égale à E_G a le pouvoir de générer une paire d'électron trou. Le taux de recombinaison est proportionnel au nombre d'électrons libres et de trous, Ce nombre est lui-même conditionné par la température.

Le paramètre essentiel qui caractérise le semi-conducteur est la quantité d'énergie minimale nécessaire pour briser une liaison de covalence, ce qui revient dans le modèle de "bandes d'énergie" à faire monter un électron de l'un des niveau de la bande de valence, sur l'un des niveaux de la bande de conduction. L'énergie minimale nécessaire pour générer une paire d'électron-trou correspond à la hauteur de la bande interdite E_G . Pour le silicium il est d'environ 1.12 eV à 300 K et 1.16 eV à 0 K. Elle est considérable pour le diamant (5.47 eV) ce qui en fait un très bon isolant. L'oxyde de silicium SiO_2 (matériau isolant très utilisé pour les circuits intégrés et que nous retrouverons dans le SiPM), a un gap de 9 eV.

4-3 semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur est intrinsèque si la concentration molaire des trous libres dans la bande de valence est égale à la concentration molaire des électrons libres dans la bande de conduction. Un équilibre s'établi entre les phénomènes d'ionisation thermique et de recombinaison.

La concentration n des électrons libres dans la bande de conduction et la concentration p des trous libres dans la bande de valence, sont égale à n_i appelé concentration intrinsèque. $n_i = n = p$.

En mécanique statistique, on montre que :

$$n = N_n \exp\left(-\frac{\Delta E_n}{kT}\right) \quad \text{Equation 4-2}$$

$$p = N_p \exp\left(-\frac{\Delta E_p}{kT}\right) \quad \text{Equation 4-3}$$

Où N_n et N_p sont respectivement la densité effective des états des électrons dans la bande de conduction ($2.82 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300 K pour le silicium) et la densité effective des états des trous dans la bande de valence ($1.83 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300 K pour silicium). Ces deux coefficients évoluent avec la température selon une loi en $T^{3/2}$.

$\Delta E_n = E_c - E_{F_i}$ est la différence d'énergie entre l'énergie de conduction et le niveau de Fermi intrinsèque.

$\Delta E_p = E_{F_i} - E_v$ est la différence d'énergie entre le niveau de fermi intrinsèque et l'énergie de valence.

On montre que, dans un semi-conducteur intrinsèque, la concentration intrinsèque n_i , dépend de la hauteur de la bande interdite E_G et est donnée par l'expression :

$$n_i \approx A \cdot T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right) \quad \text{Equation 4-4}$$

Où A est une constante qui dépend du semi-conducteur, Dans ce cas : $n_i = n = p$.

- Pour le silicium à $T = 300 \text{ K}$ on a $n_i(300) = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et le niveau de fermi E_{F_i} est pratiquement situé au milieu de la bande interdite comme le montre la [figure 4-6](#). tiré de [41].

À l'équilibre, le produit de la concentration des électrons et de la concentration des trous est une constante :

$$n_i^2 = n.p \quad \text{Equation 4-5}$$

Cette loi dite "loi d'action de masse" (mass-action law), dérive des lois de physique statistique.

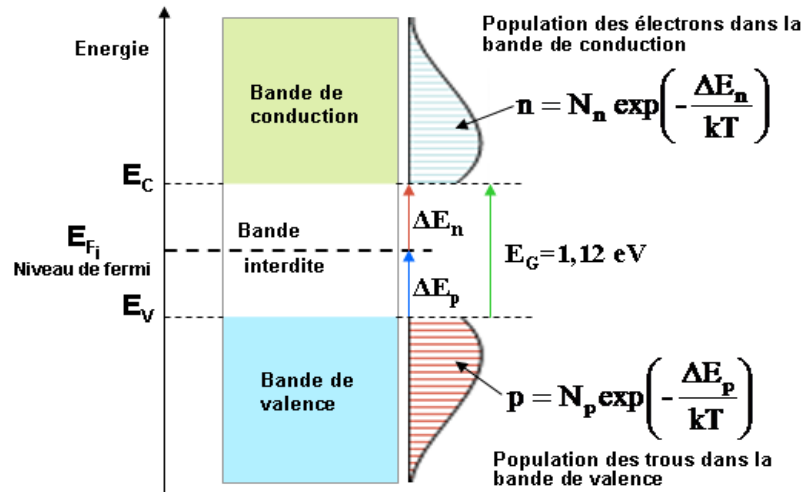


Figure 4-6 Populations des électrons et des trous du silicium intrinsèque ; position du niveau de fermi E_{F_i} [42]

4-4 Semi-conducteurs extrinsèques.

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur dont les propriétés ont été modifiées par ajout d'une petite fraction d'impuretés spécifiques. Le procédé d'ajouter des impuretés s'appelle dopage.

Si un des atomes du cristal de semi-conducteur est remplacé par un atome pentavalent (As, P, Bi, Sb), seules quatre des électrons de l'atome pentavalent seront employés pour la formation des liaisons covalentes avec les atomes voisins du semi-conducteur. Le cinquième électron ne sera lié à aucun atome spécifique. Cet électron additionnel libre servira à la conduction. L'atome pentavalent est appelé impureté de type donneur. Le semi-conducteur qu'on obtiendra sera de type n (excès d'électrons dans la bande de conduction).

Si un des atomes du cristal de semi-conducteur est remplacé par un atome trivalent (Al, B, Ga), alors il manquera un électron pour combler toutes les liaisons covalentes. Un trou sera ainsi créé. Ce trou pourra être rempli par un électron d'un atome voisin, qui à son tour recevra l'électron d'un autre voisin, ainsi de suite.... Ce sera l'équivalent d'un trou en mouvement. L'atome trivalent est appelé impureté de type accepteur. Le semi-conducteur qu'on obtiendra sera de type p (trous additionnels dans la bande de valence).

La figure 4-7 montre une représentation bidimensionnelle des liaisons dans un cristal de silicium avec les deux types d'impuretés.

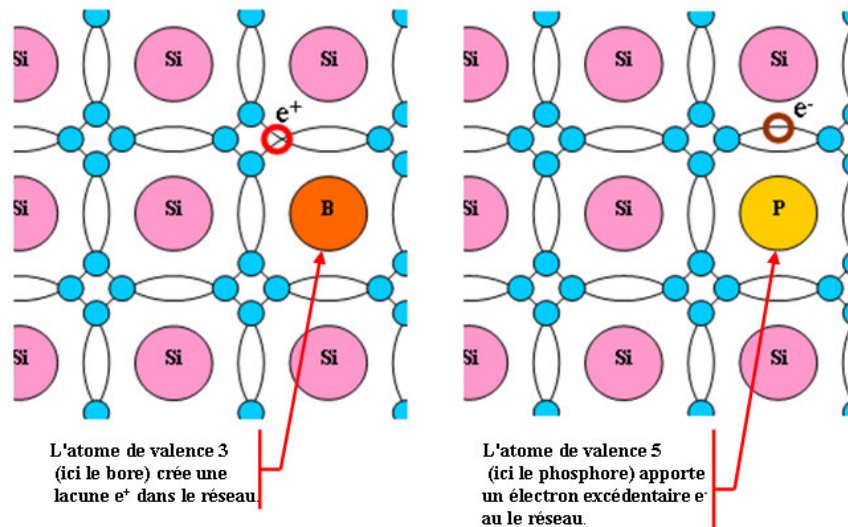


Figure 4-7 Représentation des liaisons dans les semi-conducteurs dopés.
 A gauche dopage p à l'aide du bore et a droite dopage n a l'aide du phosphore

En termes de modèle de bande, ajouter une impureté dans le cristal correspond à créer des niveaux d'énergie localisés dans le gap. Dans le cas des impuretés donneurs aboutissant au semi-conducteur de type n, ce niveau d'énergie est proche de la bande de conduction, et dans le cas des impuretés accepteurs aboutissant au semi-conducteur de type p, elle est proche de la bande de valence.

Dans tous les cas la concentration des porteurs de charges apportés par les dopants est petite ($\sim 10^{16} - 10^{17} \text{cm}^{-3}$), et dépend du type de semi-conducteur, le type du dopant et de la température du processus de dopage, mais elle est toujours beaucoup plus grande que la concentration des porteurs de charges intrinsèques. Comme tous les dopants produisent les électrons ou les trous supplémentaires, selon leur abondance, on les classera en porteurs majoritaires et en porteurs minoritaires.

Dans le cas d'un semi-conducteur de type n, les électrons dans la bande de conduction auront deux provenances :

- les électrons provenant de l'ionisation thermique, ils sont égaux au nombre de trous dans la bande de valence.
- les électrons provenant des atomes donneurs leur concentration est égale à la concentration des atomes donneurs.

Notons : n la concentration des électrons dans la bande de conduction.

p la concentration de trous dans la bande de valence.

N_d la concentration des atomes donneurs.

Ainsi $n = p + N_d$. Comme $N_d \gg p$ on a $n \sim N_d$ par conséquence :

$$n = N_d \tag{Equation 4-6}$$

Or d'après l'équation 4-5 $n_i^2 = n.p$ d'où

$$p = \frac{n_i^2}{N_d} \tag{Equation 4-7}$$

Dans ce cas les porteurs majoritaires sont des électrons et les porteurs minoritaires sont des trous.

Le niveau indicateur de Fermi E_{Fn} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{Fi}) vers la bande de conduction (figure 4-8) et de telle manière que :

$$E_{Fn} - E_{Fi} = kT \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) = kT \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad \text{Equation 4-8}$$

Un raisonnement semblable peut être appliqué pour un semi-conducteur de type p, obtiendra :

$$p = N_a \quad \text{Equation 4-9}$$

$$\text{et } n = \frac{n_i^2}{N_a} \quad \text{Equation 4-10}$$

Avec : N_a , la concentration des atomes accepteurs.

Dans ce cas précis, les porteurs majoritaires sont des trous et les électrons sont les porteurs minoritaires.

Le niveau indicateur de Fermi E_{Fn} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{Fi}) vers la bande de valence (figure 4-9) de telle manière que :

$$E_{Fi} - E_{Fp} = kT \ln\left(\frac{p}{n_i}\right) = kT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad \text{Equation 4-11}$$

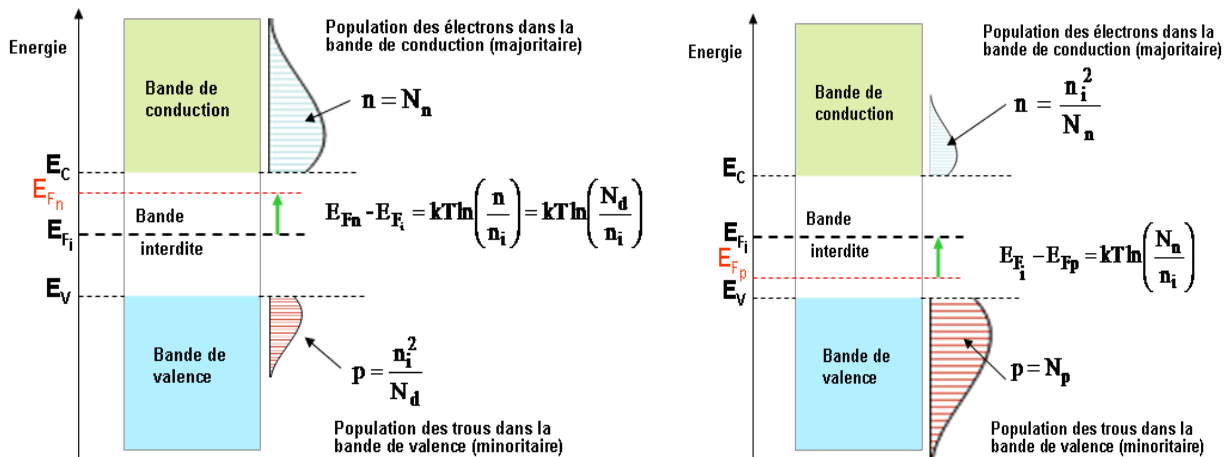


Figure 4-8 (A gauche) Déplacement du niveau indicateur de fermi dans un semi-conducteur dopé n.

Figure 4-9 (A droite) Déplacement du niveau indicateur de fermi dans un semi-conducteur dopé p.

4-5 Conduction dans le semi-conducteur.

Dans les semi-conducteurs, on distingue deux mécanismes principaux de conduction : la diffusion et la dérive.

4-5-1 La dérive :

Dans un semi-conducteur isolé, en l'absence d'un champ électrique, les collisions modifient aléatoirement les directions et les intensités des vitesses des porteurs de charge. Ainsi le déplacement propre d'un porteur de charge est faible et le déplacement de tous les porteurs de charge est en moyenne nul, par conséquent, le courant net transporté par les porteurs de charge est globalement nul.

En présence d'un champ électrique \vec{E} , les porteurs de charges, entre les collisions qu'ils subissent, sont accélérés dans la direction du champ. Les trous dans le sens du champ électrique et les électrons en sens opposé. En régime stationnaire, la force électrique agissant sur les porteurs de charge est compensée par la force de frottement (les collisions sur les atomes et entre les électrons). Dans ces conditions, l'ensemble des électrons dérive à vitesse constante dans la direction du champ électrique.

La vitesse moyenne V_c de déplacement d'un porteur de charge dans la direction du champ électrique est appelée vitesse de dérive. Elle est proportionnelle au champ électrique.

$$\vec{V}_c = \pm\mu\vec{E} \quad \text{Equation 4-12}$$

Le coefficient de proportionnalité μ est appelé mobilité ^(a). Elles varient en fonction de la température, du champ électrique et du dopage. Elle diminue lorsque la température augmente, puisque l'agitation thermique accroît le nombre de chocs qui s'oppose au déplacement.

Ainsi : $\vec{V}_{c_p} = \mu_p\vec{E}$ est la vitesse des trous et $\vec{V}_{c_n} = \mu_n\vec{E}$ celle des électrons. μ_n et μ_p , sont respectivement les mobilités des électrons, et des trous. A température ordinaire, μ_p est inférieure à μ_n , puisque μ_n résulte d'un déplacement direct des électrons dans la bande de conduction alors que μ_p résulte des sauts successifs d'électrons de trou en trou dans la bande de valence. Pour le silicium à la température ambiante, on a : $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $\mu_p = 480 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

La densité de courant électrique ^(b) totale de dérive \vec{J}_c comporte une contribution de chacun des deux types de porteurs libres :

$$\vec{J}_c = \vec{J}_{c_n} + \vec{J}_{c_p} \quad \text{or} \quad \vec{J}_{c_n} = -en\vec{V}_{c_n} = e\mu_n n\vec{E} \quad \text{et} \quad \vec{J}_{c_p} = ep\vec{V}_{c_p} = e\mu_p p\vec{E}.$$

^(a) $\mu = \frac{q\tau}{m^*}$ Où τ est le temps moyen entre les collisions, m^* la masse effective du porteur de charge considéré, et $q = \pm e$.

La masse effective m^* est la masse de la particule dans le réseau. Elle est différente de sa masse au repos. ($m^* = m_0 \gamma / F_i$)

^(b) L'intensité du vecteur de la densité de courant \vec{J} , mesure la quantité de charges électriques traversant, par unité de temps, une section droite du semi-conducteur.

Où n et p représentent respectivement les concentrations des électrons de conduction et des trous.

$$\vec{J}_c = e.(p\mu_p + n\mu_n)\vec{E} \quad \text{Equation 4-13}$$

en posant $\sigma = e.(p\mu_p + n\mu_n)$ on peut écrire

$$\vec{J}_c = \sigma\vec{E} \quad \text{Equation 4-14}$$

σ est appelé la conductivité du semi-conducteur. S'exprime en $(\Omega.m)^{-1}$. La conductivité augmente lorsque la température augmente. L'inverse de la conductivité noté ρ est appelée la résistivité. ($\rho = 1/\sigma$).

La densité de courant de conduction totale J_c est donc proportionnelle au champ électrique et à la conductivité σ du cristal.

4-5-2 la diffusion :

La diffusion dans un semi-conducteur non homogène consiste en la dispersion des porteurs de charges des régions plus dense en porteurs de charges vers les régions moins dense, sous l'influence du mouvement thermique de ces porteurs. Il en résulte un courant net dans la direction du gradient de concentration des charges.

Considérons un semi-conducteur dopé dont la concentration en trous ou en électron varie suivant un axe x, de vecteur unitaire \vec{x} . La densité de courant de diffusion \vec{J}_d est la somme de la densité de courant de diffusions des électrons \vec{J}_{d_n} et de la densité de courant de diffusion des trous \vec{J}_{d_p} . En un point d'abscisse x on a :

$$\vec{J}_d = \vec{J}_{d_n} + \vec{J}_{d_p} \quad \text{Equation 4-15}$$

En posant :

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{e} \quad \text{Equation 4-16}$$

Et

$$D_p = \mu_p \frac{kT}{e} \quad \text{Equation 4-17}$$

et avec

$$\vec{J}_{d_n} = eD_n \frac{dn}{dx} \vec{x} \quad \text{Equation 4-18}$$

et

$$\vec{J}_{d_p} = -eD_p \frac{dp}{dx} \vec{x} \quad \text{Equation 4-19}$$

ainsi

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e} = V_T \quad \text{Equation 4-20}$$

Cette dernière relation est appelée la relation de Einstein.

La densité de courant total circulant dans le semi-conducteur est la somme des courants de diffusion et de dérive.

$$\vec{J}_{\text{total}} = e \cdot (p\mu_p + n\mu_n) \vec{E} + eD_n \frac{dn}{dx} \vec{x} - eD_p \frac{dp}{dx} \vec{x} \quad \text{Equation 4-21}$$

4-6. La jonction p-n des semi-conducteurs.

4-6-1 formation d'une jonction p-n.

Lorsqu'un rayonnement ionisant traverse un semi-conducteur, les divers processus d'interaction entre le rayonnement et la matière vus au [chapitre 2](#), peuvent conduire à la libération des charges. Les charges libérées dans la bande de conduction, ne peuvent être recueillies par une électrode, que si le nombre de charges libres normalement présentes dans les matériaux est très faible. Or dans le cas d'un cristal de silicium intrinsèque par exemple, le nombre de paires électron-trou créées par la particule incidente est bien inférieur au nombre de charges libres intrinsèquement présentes dans le cristal. Par conséquent, le signal est perdu dans le bruit. L'utilisation d'une jonction p-n permet de remédier à ce problème.

La jonction p-n, est obtenue en joignant deux semi-conducteurs extrinsèques de dopage opposé. Puisque la région p a un excès de trous libres et la région n a un excès d'électrons libres, en raison de leurs répulsions mutuelles, les électrons libres de n se répandent par diffusion dans toutes les directions. Certains d'entre elles traversent la jonction, arrive dans la région p, se recombinent avec des trous (car les trous sont les porteurs majoritaires dans la région p), et produisent ainsi des ions négatifs. Leur départ crée dans la région n des ions positifs^(a). Ainsi, chaque électron qui traverse la jonction p-n produit un couple d'ions, un négatif du côté de la région n et un positif du côté de la région p. Après un temps très bref, la recombinaison comble presque tous les trous le long de la jonction, créant une mince bande chargée négativement du côté de la région p et une mince bande chargée positivement du côté de la région n. La zone de très faible largeur W_0 , délimitée par ces deux bandes, est appelée : zone de déplétion^b ou zone de charge d'espace (ZCE). L'accumulation des charges de chaque côté de la jonction donne naissance à un champ électrique, appelé champ de rétention de la diffusion, lequel va créer une barrière de potentielle et contrecarrer la diffusion des électrons du côté de n vers le côté de p.

Si thermiquement, ou du fait du passage d'un rayon ionisant dans la zone de charge d'espace, des porteurs de charges y sont créés, ils seront immédiatement repoussés hors de cette zone. En installant des contacts électriques de chaque côté de la jonction, on obtiendra un signal électrique proportionnel au nombre de porteurs de charges créés. C'est le principe d'un détecteur semi-conducteur. La largeur W_0 de la zone de charge d'espace est très petite de l'ordre de $100\mu\text{m}$. Pour élargir cette région et augmenter la sensibilité du détecteur, il faut polariser la jonction^c.

^a On se rappelle qu'initialement les zones n et p sont neutres.

^b Déplétion = baisse: zone de déplétion = zone où il y a une baisse en nombre des porteurs de charges. Les autres zones sont dites région neutres.

^c Si la jonction est utilisée pour détecter des photons, le dispositif est appelé une photodiode. Pour une jonction non polarisée, le signal est recueilli sous forme de tension électrique, et le dispositif est appelé cellule photovoltaïque, si la jonction est polarisée, le signal recueilli est un courant électrique et le dispositif est un photodétecteur.

4-6-2 La polarisation de la jonction p-n.

Si l'on applique une tension V_D à la jonction, cette tension se reporte presque entièrement à la zone de déplétion qui présente une résistivité très grande compte tenu de la quasi-absence de charges mobiles. On dit qu'on a polarisé la jonction.

Une jonction peut être polarisée de deux manières (polarisation directe ou inverse) [figure 4-10](#) et [figure 4-11](#).

Si la tension appliquée est telle que le potentiel du côté de p soit supérieure au potentiel du côté n, la polarisation est dite directe et la tension est positive, ($V_{dir} > 0$). La polarisation inverse correspond au cas contraire ($V_{inv} < 0$).

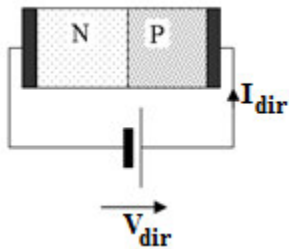


Figure 4-10 Polarisation directe.

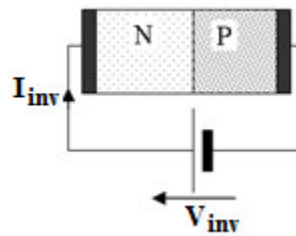


Figure 4-11 Polarisation inverse

En polarisant une jonction de manière correcte, elle peut soit être passante (polarisation directe), soit être bloquée (polarisation inverse).

En polarisation directe, la borne positive de l'alimentation d'énergie est reliée au côté p de la jonction, et la borne négative de l'alimentation est reliée au côté n de la jonction. Ceci pousse les trous et les électrons vers la jonction. Quand ils arrivent à la jonction, la tension externe leur fournit assez d'énergie pour qu'ils traversent la jonction et se recombinent. Les électrons deviennent alors des électrons de valence. Comme électrons de valence ils se déplacent de trou en trou vers la borne positive. De même que les trous se déplacent dans la direction opposée vers la borne négative. Dans la polarisation directe la barrière de potentielle essaie de s'opposer au courant externe issu de la tension de polarisation appliquée à la jonction. Ceci signifie que la tension de polarisation doit être supérieure à la barrière de potentielle.

Dans la polarisation inverse, la borne positive de l'alimentation d'énergie est reliée au côté n de la jonction et la borne négative est reliée au côté P. Les électrons libres du côté de n sont donc attirés vers la borne positive de l'alimentation, et les trous sont attirés vers la borne négative de l'alimentation. Ce qui a pour conséquence un élargissement de la zone de déplétion et une augmentation de la barrière de potentiel jusqu'à ce qu'elle soit égale le potentiel externe appliqué. Lorsque l'équilibre est atteint, le courant est très petit, souvent négligeable, et est seulement dû à la génération thermique de paires d'électron-trou.

4-6-3 Caractéristiques de la zone de déplétion.

4-6-3-1 Jonction non polarisée.

On montre que, lorsque le cristal semi-conducteur obtenu, après la réalisation d'une jonction p-n est à l'équilibre thermique et n'est soumis à aucune différence de potentiel, le niveau de fermi associés à la région p, E_{F_p} et celui associé à la région n, E_{F_n} restent alignés dans le schéma de bandes. De ce fait, la bande de conduction de la région P se situe à une énergie plus élevée que celle de la région N. Il en est de même pour les bandes de valence. La différence d'énergie ΔE entre ces bandes est :

$$\Delta E = (E_{F_i} - E_{F_p}) + (E_{F_n} - E_{F_i}) = kT \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad \text{Equation 4-22}$$

Or pour un électron de charge q soumis à une différence de potentiel ΔV , on a : $\Delta E = -q \Delta V$. Ainsi à la différence d'énergie ΔE , entre les bandes, correspond une différence de potentielle interne appelée hauteur de la barrière de potentiel V_Φ tel que :

$$V_\Phi = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad \text{Equation 4-23}$$

On démontre dans [42] que la largeur W_0 de la zone de charge d'espace qui s'étend principalement du coté le moins dopé est tel que :

$$W_0 = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_n} + \frac{1}{N_p} \right) V_\Phi} \quad \text{Equation 4-24}$$

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ F/cm est la permittivité du vide et ϵ est la constante diélectrique du Semi-conducteur $\epsilon = 12$ pour le silicium.

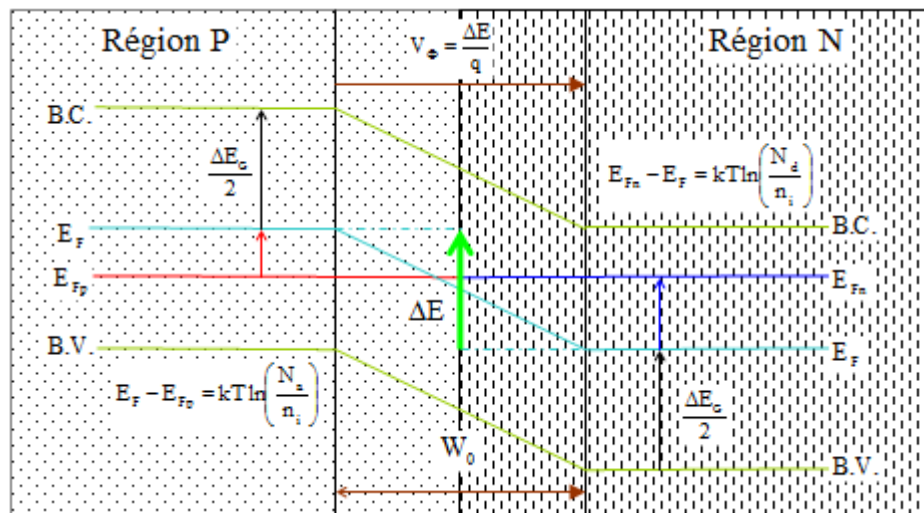


Figure 4-12 Disposition des bandes d'énergie dans un cristal semi-conducteur après réalisation d'une jonction p-n

4-6-3-2 Jonction faiblement polarisée en inverse.

Lorsqu'une jonction est faiblement polarisée en inverse, la tension extérieure V_{inv} qu'on lui applique entraîne :

- Une augmentation de la hauteur de barrière énergétique entre les régions P et N qui devient, $q(V_{\Phi} + V_{inv})$.
- Un élargissement de la zone de charge d'espace qui devient :

$$W = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_n} + \frac{1}{N_p} \right) (V_{\Phi} + V_{inv})} \quad (W > W_0) \quad \text{Equation 4-25}$$

La jonction est alors traversée par un très faible courant de saturation I_s issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium. I_s est fortement dépendant de la température.

$$I_s = AT^3 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \quad \text{Equation 4-26}$$

Où A est une constante qui dépend du matériau.

4-6-3-3 Capacité de transition C_T de la jonction p-n.

Du fait qu'autour de la jonction existent deux types de charges opposées immobiles (ions N_a^- du côté P et ions N_d^+ du côté N), elle se comporte comme un condensateur, de capacité C_T appelé capacité de transition et dont la charge d'espace est le diélectrique ($\epsilon_0 \epsilon$) et les régions N et P sont les électrodes. Si S représente la section de la jonction et W la largeur de la Z.C.E, alors :

$$C_T = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{W} \quad \text{Equation 4-27}$$

C_T s'exprime aussi sous la forme :

$$C_T = \frac{C_{T_0}}{\sqrt{1 - \frac{V_{inv}}{V_{\Phi}}}} \quad \text{Equation 4-28}$$

Où C_{T_0} est la valeur de C_T lorsque $V_{inv} = 0$ V. C_T dépend de la température et a des valeurs typiques comprises entre 1 et 200 pF

4-6-3-4 Jonction polarisée avec une tension inverse élevée.

Une tension inverse très élevée peut provoquer deux phénomènes :

- L'avalanche par multiplication
- Le claquage par effet Zener.

L'avalanche par multiplication est due à un porteur de charge d'origine thermique, qui acquiert de l'énergie cinétique de la tension inverse appliquée et qui entre en collision avec un ion du silicium et rompt une liaison covalente, créant ainsi une nouvelle

pair électron-trou. L'électron ainsi créé peut à son tour recevoir du champ électrique appliqué, suffisamment d'énergie pour créer à son tour une autre paire d'électron-trou et ainsi de suite.

L'effet Zener est dû au fait que, un champ électrique très élevé peut exercer une force suffisante pour extraire les électrons de leurs liaisons de covalence, créant ainsi des paires électron-trou qui contribueront au courant inverse I_s .

4-7. Conclusion.

L'étude des semi-conducteurs est très vaste, et nous aurions voulu nous attarder davantage sur ce sujet. Mais nous pensons que la description et les principaux résultats que nous avons fournis sont suffisants pour comprendre le travail que nous avons réalisé. Aussi pensons-nous que nous pouvons nous arrêter à ce niveau et continuer avec le chapitre suivant où nous verrons comment une jonction p-n peut permettre une multiplication des charges et se transformer en photomultiplicateur.

CHAPITRE 5

Les Photomultiplicateurs au silicium (SiPM).

5-1 Les détecteurs solides à base de semi-conducteur.

Dans leur forme simple, les détecteurs solides à base de semi-conducteur couramment employés en physique de particules sont des jonctions p-n polarisées en inverse (reversed-biased). Ils peuvent être utilisés pour détecter de la lumière (visible, infrarouge ou ultraviolette), ainsi que pour détecter des rayonnements ionisants tels que des rayons α , β ou X. En revanche, les rayons γ sont trop pénétrants pour être de manière efficace, détectés par les détecteurs solides à base de semi-conducteurs. Aussi, en physique de haute énergie, ils, sont utilisés en tant que photodétecteur couplé à un scintillateur (voir chapitre 3), qui convertit les impulsions du signal de la particule de haute énergie en photons visibles. Ainsi lorsqu'une particule ionisante perd de l'énergie dans la zone déplétée du détecteur, si cette énergie est supérieure à celle du gap, il y a création d'une paire d'électron-trou^a). La présence du champ électrique intense dans la zone déplétée sépare les porteurs de charge qui vont migrer en sens opposés. Les électrons dériveront vers le côté n et les trous vers le côté p.

Les détecteurs solides à base de semi-conducteurs se développent très rapidement et rivalisent avec les dispositifs gazeux, et les traditionnels tubes photomultiplicateurs (PMTs). Comparés à ses derniers, les détecteurs solides à base de semi-conducteurs présentent une meilleure efficacité quantique et une meilleure résolution en énergie. De plus, ils sont robustes, compact, légers, peu encombrant, insensible au champ magnétique, opèrent à basse tension et sont souvent bon marché. Ils permettent aussi une pixellisation fine et sont faciles à intégrer dans des grands systèmes. A l'exception des applications nécessitant la couverture d'une très grande région ou exigeant une grande portée dynamique, les détecteurs solides à base de semi-conducteurs ont prouvé qu'ils pouvaient être préférables aux PMs et aux détecteurs gazeux. Dans les paragraphes qui suivent, nous procéderons à leur description et nous découvrirons leurs caractéristiques.

5-1-1 Les bruits dans les détecteurs solides à base de semi-conducteur.

Dans la suite de ce chapitre, il sera beaucoup question des bruits et de leurs conséquences sur les signaux des détecteurs semi-conducteurs. C'est pourquoi il est nécessaire de définir dès à présent ce qu'est un bruit, de voir les types de bruit présents dans les détecteurs solides à base de semi-conducteur, et de comprendre comment ils affectent les signaux de ces détecteurs.

On appelle bruit, les signaux aléatoires et non désirés, voire parasites, qui se superposent aux signaux utiles. On utilise souvent le concept de rapport signal sur bruit

^a En fait une partie de l'énergie laissée par la particule incidente provoque des vibrations du réseau cristallin (phonons), c'est pourquoi l'énergie apparente pour créer une paire électron-trou est supérieure à l'énergie de gap.

pour indiquer la qualité d'une mesure. A température ambiante, tout composant passif ou actif génère du bruit. Il est alors nécessaire de quantifier et de modéliser les sources de bruit afin d'améliorer les performances des dispositifs. Le bruit étant un signal aléatoire, sera donc modélisé par des fonctions aléatoires et traité par les lois de la théorie des probabilités. Dans le cas des détecteurs solides à base de semi-conducteur, le signal est un signal électrique, et les principaux bruits auront également une origine électrique.

Les bruits dans les détecteurs solides à base de semi-conducteur sont du type fondamental, c'est-à-dire qu'ils sont générés par le déplacement aléatoire de charges dans le circuit et ne peut être totalement éliminé. Selon leur origine physique, on les classe en bruit thermique et en bruit de grenaille.

Le bruit thermique ou bruit de Johnson (Thermal noise) est lié aux événements de diffusion thermique. A cause du mouvement brownien (agitation thermique), les porteurs de charges s'entrechoquent et leur vitesse varie en permanence. La tension aux bornes de la diode fluctue aussi en fonction de ces variations de vitesse. Ce bruit existe indépendamment de toute tension appliquée et est fortement dépendant de la température.

Le bruit de grenaille ou Shot noise est, lié au déplacement des porteurs de charges dans un champ électrique. Le courant qui traverse une jonction est lié à la circulation des porteurs (électrons et trous). Le courant électrique, qui paraît continu à l'échelle macroscopique, est en fait au niveau microscopique constitué par un grand nombre d'impulsions de courant. De ce fait, le courant fluctue très légèrement autour de sa valeur moyenne. En conséquence, la tension aux bornes de la diode fluctue également.

Le bruit dans une diode ou jonction PN est essentiellement un bruit de grenaille et augmente avec le courant I . Il est blanc jusqu'à une fréquence supérieure à 1GHz.

En général, on représente un détecteur comme un générateur de courant $i(t)$ de résistance infinie, avec une capacité C en parallèle (Figure 5-2). Le bruit thermique et le bruit de grenaille sont des bruits dits parallèles. On les modélise par des sources de courant placées en parallèle, avec le détecteur.

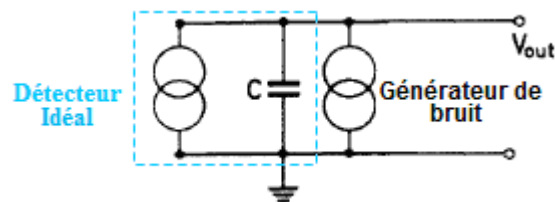


Figure 5-1 Schéma équivalent d'un détecteur idéal avec le générateur de bruit.

Le bruit de grenaille (Shot noise), traduit au niveau des détecteurs quantiques ce qu'on appelle en réalité "Le bruit de photons". En effet, les photons reçus par un détecteur arrivent de façon totalement désordonnée et suivent ainsi une statistique de Poisson. Si la surface du détecteur reçoit en moyenne N photons pendant un temps d'intégration τ , l'écart type sur le nombre de photons reçus est égal à \sqrt{N} . Pour un détecteur, chaque photon reçu a une probabilité, η de créer une paire d'électron-trou.

Les électrons qui traversent la barrière de potentiel, à l'image des photons qui les ont créés, suivent eux aussi une statistique de Poisson : le nombre moyen d'électrons traversant la photodiode pendant un temps d'intégration τ et son écart type sont :

$$N_{e,\text{moyen}} = n_e \tau \quad \text{Equation 5-1}$$

$$\sigma_{N_e} = \sqrt{n_e \tau} \quad \text{Equation 5-2}$$

Où n_e est le nombre moyen d'électrons traversant la photodiode par seconde.
 Cette opération d'intégration pendant un temps, τ , correspond à un filtrage dans

l'espace de fréquence dont la bande passante équivalente est : $\Delta f = \frac{1}{2\tau}$. Equation 5-3

Le courant moyen dans la photodiode est : $I_{\text{ph}} = n_e e$ Equation 5-4

Le bruit sur courant est : $\sigma_{i_{\text{ph}}} = \frac{\sigma_{N_e}}{\tau} e = \sqrt{n_e} \frac{e^2}{\tau} = \sqrt{2eI_{\text{ph}}\Delta f}$ (Formule de Schottky)

Equation 5-5

Ce bruit est un bruit blanc : la puissance de bruit est proportionnelle à $\sigma_{i_{\text{ph}}}^2$, donc à Δf .

Pour minimiser les bruits dans les détecteurs solides à base de semi-conducteurs, un certain nombre de paramètres doit être pris en considération, lors de la construction du détecteur. Malheureusement, très souvent, la baisse d'un bruit conduit à l'augmentation de l'autre. Par exemple, les bruits thermiques augmentent avec l'augmentation de la surface sensible du détecteur, c'est-à-dire la capacitance du détecteur, ainsi pour les minimiser, il faut réduire la capacitance, ceci revient à augmenter l'épaisseur du semi-conducteur si on veut maintenir le gain. Malheureusement, plus l'épaisseur augmente, plus le courant de fuite (bruit thermique) augmente aussi. D'autre part, en réduisant la surface du détecteur, on réduit également l'efficacité du détecteur.

Le juste compromis est souvent obtenu en produisant des photodiodes de quelques centaines de micron d'épaisseur et pas plus de quelques dizaines de millimètre carré de surface.

Un autre paramètre important pour les bruits est le temps de formation de l'impulsion. Plus le temps de formation de l'impulsion est longue, plus les bruits se forment. Par conséquent le temps de formation du signal doit être réglé de façon à minimiser les bruits. Mais pour éviter une perte d'énergie conduisant à une mauvaise résolution, le temps de formation de l'impulsion ne doit pas être plus court que le temps de dégénérescence du scintillateur. Il doit néanmoins être juste assez long pour éviter les empiètements des impulsions lorsque leur fréquence de formation est élevée.

Une autre manière de réduire le bruit thermique dans la photodiode est le refroidissement et le choix d'un semi-conducteur ayant une large bande interdite. Cette stratégie a conduit à une meilleure résolution que celle obtenue avec les tubes photomultiplicateurs [43].

5-1-2 Les différents types de détecteurs solides à base de semi-conducteur.

Selon la tension de polarisation inverse appliquée à la jonction p-n, on distinguera trois types de détecteurs solides à base de semi-conducteur, comme l'indique la figure 5-2.

La photodiode :

Dans ce mode, la tension de polarisation appliquée est faible. Il n'y a pas multiplication des charges comme c'est souvent le cas dans les tubes photomultiplicateurs. On ne peut donc à proprement pas parlé de gain. L'amplitude du signal recueilli est alors très faible et on doit faire recours aux amplificateurs externes pour obtenir un signal de niveau mesurable. Le problème majeur des photodiodes est le bruit, car du fait de leur faible amplitude, il est souvent difficile de distinguer les signaux des bruits.

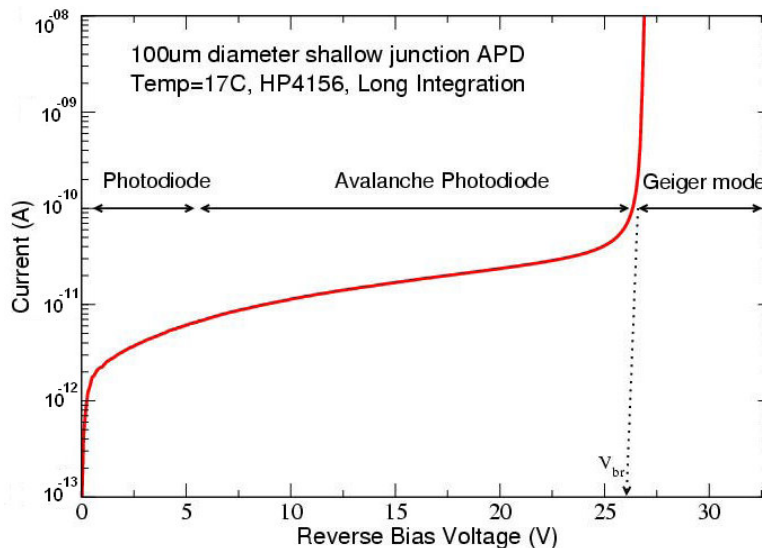


Figure 5-2. Différents modes de fonctionnement des détecteurs solides à base de semi-conducteurs en fonction de la tension de polarisation. (tiré du N° 67)

Le courant issu de l'absorption d'un photon unique est très petit, et est difficilement mesurable. Il est alors impossible d'utiliser la photodiode pour la détection d'un photon unique. Il peut ce pendant détecter un grand nombre de photon concentré dans une courte décharge lumineuse et le résultat sera une coute impulsion électrique, Il peut aussi détecter un flux permanent de photon et le résultat sera un courant permanent constant.

La photodiode d'avalanche : (Avalanche PhotoDiodes).

En augmentant la tension de polarisation, les porteurs de charges qui naissent dans la zone de déplétion, acquièrent de plus en plus d'énergie. Dans leur dérivent, ils entrent en collision avec le réseau cristallin du semi-conducteur et génèrent d'autres porteurs de charge. Ce processus est connu sous le nom d'ionisation d'impact. Les nouveaux porteurs de charges ainsi créés, vont à leur tour générer d'autres paires d'électron-trou, et ainsi de suite. On parlera alors d'une avalanche. Les électrons et les trous n'ont pas la même probabilité de provoquer les ionisations d'impact. Dans le silicium la probabilité de provoquer les ionisations d'impact est plus élevée pour les électrons que pour les trous. Le nombre de paires d'électron-trou produites pendant le temps qu'un porteur de charges traverse une distance donnée, est appelé " taux d'ionisation". Habituellement, le taux d'ionisation des électrons est noté α et celui des trous est noté β . Ces taux d'ionisation sont des facteurs importants pour caractériser le mécanisme d'avalanche. Le rapport $k = \beta/\alpha$ est appelé rapport d'ionisation et est utilisé comme paramètre pour indiquer le niveau de bruit.

Si la tension de polarisation est inférieure à la tension de claquage de la diode, les porteurs de charges créés sont entièrement collectés par les électrodes. Tout photon absorbé crée en moyenne un nombre fini de paires d'électron-trou. Le courant généré est proportionnel aussi au nombre de photons incidents et est aussi proportionnel à la tension appliquée. On dit que les APD fonctionnent en mode proportionnel ou mode linéaire. Le gain est souvent très élevé et atteint typiquement quelques centaines pour une tension d'alimentation compris entre 50V et 200V. Mais ce gain dépend étroitement de la tension et de la température et ces facteurs doivent être soigneusement pris en considération si on veut travailler avec des paramètres stables.

Comme nous le verrons au [paragraphe 5-1-3](#), [figure 5-8](#) la configuration interne des détecteurs d'avalanche est légèrement différente d'une simple jonction p-n comme celle des photodiodes. Elle est souvent composée d'une zone de dérive et d'une zone de multiplication. Les porteurs de charge créés sont multipliés en fonction de la position du point de leur création. Mais si ce point se trouve dans la zone de dérive, la multiplication sera plus uniforme parce que les porteurs de charges seront soumis au même taux de multiplication.

Le renchérissement du signal dû au processus de multiplication est suffisant pour permettre la détection d'une lumière de très faible énergie.

Le processus d'avalanche, est malheureusement soumis à des variations statistiques, introduisant une fluctuation de la multiplication des charges. Ainsi, malgré un gain très élevé et un meilleur rapport signal sur bruit, par rapport à la photodiode, l'APD peut présenter une très mauvaise résolution en énergie. Sa caractéristique la plus attractive est son aptitude à détecter de faibles signaux et son temps de réponse très rapide. En effet, le champ électrique très élevé au niveau de la jonction, assure un rapide temps de transit des porteurs à travers la région de la multiplication. Typiquement, la résolution en temps peut être moins que 100ps. Ces propriétés, font des APD de convenables détecteurs des radiations de faible énergie.

La photodiode d'avalanche en mode Geiger: (Geiger-mode Avalanche PhotoDiode)

On est en mode Geiger lorsque la tension de polarisation, est légèrement supérieure à la tension de claquage de la diode. Typiquement entre 10% et 30%. Une diode fonctionnant en mode Geiger est appelé **GAPD** (Geiger-mode **A**valanche

PhotoDiode). Dans ce mode, Les électrons et trous acquièrent suffisamment d'énergie, et les deux types de porteurs de charges peuvent tous provoquer de consécutives ionisations d'impactes, qui se soldent par un claquage de la diode. En théorie, on aboutit à une reproduction infinie de porteurs de charges, en d'autres termes, un courant infini traverse la diode. Mais en réalité, la multiplication des charges est limitée par l'échauffement de la diode qui peut aboutir à sa destruction. Lorsque le claquage survient, il est souhaitable de limiter le courant à travers la diode, pour éviter sa destruction, et surtout pour la ramener aux conditions d'avant claquage ce qui la permettra d'être prête pour de nouvelles détections. Ce processus est appelé "la limitation du courant " ou encore le "quenching". Dans la pratique, pour opérer cette limitation du courant on peut : soit relier la diode au générateur à travers un résistor extérieur de très grande résistance, on parle alors de limitation passive "passive quenching ", soit utiliser un circuit électronique qui détecte le claquage et l'étouffe très rapidement on parle alors de limitation active "active quenching ".

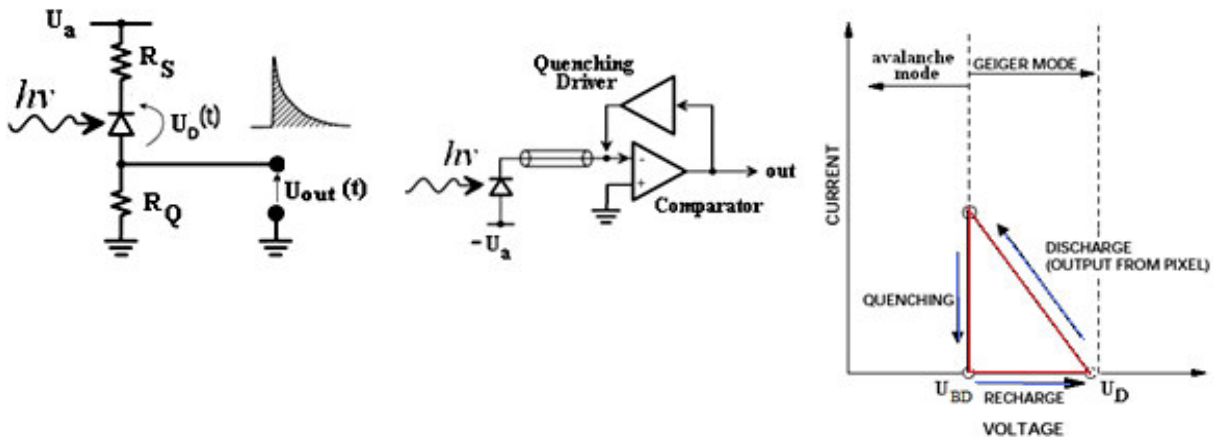


Figure 5-3: (A gauche) Passive quenching . R_S est la résistance série de la diode. Elle est typiquement de 1 k Ω . Sa faible valeur permet à l'APD de se décharger aussi vite que possible.

Figure 5-4: (Au centre) Active quenching

Figure 5-5: (A droite) comportement du courant et de la tension pendant le fonctionnement de l'APD.[44]

5-2-2. Schéma équivalent et principe de fonctionnement d'un GAPD.

Un GAPD peut être modélisé avec un circuit électronique comme celui de la figure 5-6 :

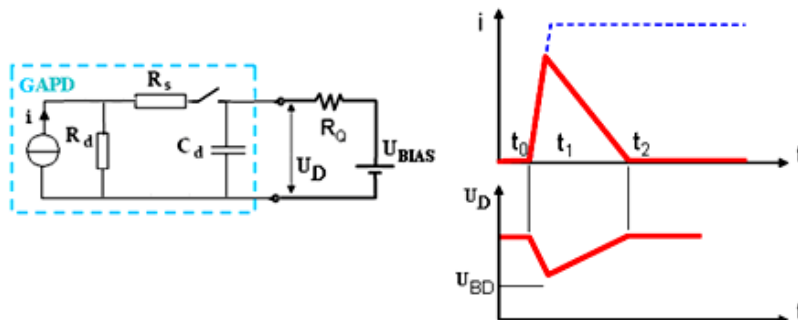


Figure 5-6: (A gauche) Schéma équivalent

Figure 5-7: (A droite) tiré piemonte siena slide N°4

La partie située dans le cadre bleu de la [figure 5-6](#) Représente le schéma équivalent d'un **GAPD**. Il se compose de :

- Une source de courant i qui représente le courant total débité par la diode. (courant de polarisation plus courant résultant de l'effet photoélectrique) ;
- Une résistance parallèle R_d , qui représente la résistance dynamique de la diode ;
- Une résistance série R_S qui représente la résistance ohmique de la diode ;
- La zone de déplétion du semi-conducteur se comporte comme une capacitance représentée par le condensateur C_d . La valeur de C_d diminue lorsque la tension de polarisation inverse de la diode augmente (^a), jusqu'à la valeur minimale constante correspondant à la déplétion totale.

L'interrupteur est supposé ouvert lorsqu'aucune particule n'est entrée ou n'a été générée dans la zone de déplétion. La capacité se charge alors jusqu'à ce que la tension à ses bornes atteigne U_D (tension de polarisation). Aucun courant ne traverse le circuit. Il demeure dans cet état jusqu'à ce que survienne une avalanche. L'interrupteur est alors supposé fermé. Le condensateur C_d se décharge dans la Résistance R_S avec une constante de temps $\tau_q = R_S \cdot C_d$. L'intensité du courant d'avalanche dans le circuit croit alors de 0 à $(U_{BIAS} - U_{BD})/R_Q$. Ce courant provoque la chute de la tension aux bornes de R_Q et ramène la tension aux bornes du **GAPD** à U_{BD} et laisse un courant d'avalanche résiduel à travers le dispositif.

Si R_Q est suffisamment grand, L'intensité du courant d'avalanche résiduel est alors très faible. Puisque l'ionisation d'impact est un processus aléatoire, il est possible que l'importance de ce courant résiduel d'avalanche tombe spontanément en-dessous d'un seuil auto-entretenu, et de ce fait, éteint l'avalanche complètement. L'extinction complète est donc plus probable pour un plus petit courant résiduel de sorte qu'une plus grande résistance R_Q , éteint l'avalanche plus vite.

Quand le courant d'avalanche cesse, la tension aux bornes du GAPD remonte à U_{BIAS} , l'interrupteur est à nouveau supposé ouvert, et le dispositif peut encore répondre à un photon ou à un porteur thermiquement généré.

La "passive quenching " souffre malheureusement d'un certain nombre d'inconvénients. Les résistances, ainsi que la capacité du **GAPD**, forment un filtre passe-bas avec une constante de temps de l'ordre de 100 ns à plusieurs microsecondes, et empêchent une rapide remise à niveau du **GAPD**.

Si la valeur des résistances est réduite pour réduire au minimum le filtrage passe-bas, le courant d'avalanche résiduel du dispositif devient plus élevé et, l'extinction prendra plus de temps. D'autre part, les courants d'avalanche élevés entraîneraient également des «after-pulsing» indésirables (^b).

Le temps qui s'écoule entre le début du breakdown et le retour aux conditions initiales est appelé temps mort (dead time).

La "passive quenching " offre donc un temps mort très long par rapport à l' "active quenching ". qui fournit une extinction plus efficace en utilisant un circuit qui détecte l'avalanche et abaisse la tension d'alimentation à une valeur qui terminera le processus d'avalanche. Mais lorsqu'on regroupe plusieurs GAPD sur un même substrat (comme dans le cas du SiPM), l' "active quenching " nécessite pour chaque GAPD un circuit

^a $c = \epsilon s/d$

^b Confère paragraphe 5-2-3-5-3

électronique de quenching ce qui le rend encombrant, et la "passive quenching " est alors préféré.

Le temps mort se divise en temps de limitation du courant "quenching time", et en temps de récupération "recovery time". Mais en réalité seul le temps de limitation du courant maintient véritablement le détecteur inactif. Pendant le temps de récupération, un nouvel avalanche peut être déclenché, avec certainement une faible efficacité, mais suffisante pour perturber la résolution en énergie d'une acquisition. Le gain optimal ne peut être atteint que lorsque la capacitance est pleinement chargée si non, on aboutirait à une faible efficacité du GAPD due à la production des signaux par des photons interagissant pendant le temps de récupération. Raison pour laquelle le temps de récupération doit être aussi court que possible. Malheureusement, la récupération se fait à travers la résistance de "quenching", ce qui entraîne un nouveau dilemme : comment choisir une résistance qui soit à la fois assez élevée pour satisfaire au "quenching" et assez faible pour permettre une récupération rapide ?

Le temps de récupération "recovery time", est d'environ $\tau_r \approx R_q \cdot C_d$. La capacitance C_d est fixée lors du processus industriel de fabrication de la diode. L'utilisateur peut ainsi régler le temps de récupération en modifiant la résistance R_q .

En mode Geiger, la détection d'un signal ne donne aucune information sur l'énergie du photon qui l'a généré. De plus le courant qui traverse la diode est indépendant du nombre de photons qui a provoqué l'avalanche. L'impulsion électrique produite par l'absorption d'un photon est similaire à celle produite par plusieurs photons absorbés simultanément. De plus, en mode Geiger, un électron ou un trou généré thermiquement peut aussi initier une avalanche, conduisant à une impulsion électrique similaire à celle produite par le passage d'un photon. De tels évènements sont appelés "courant d'obscurité" ou "dark current". Le nombre de "dark current" par seconde est appelé "dark count rate".

La valeur moyenne du "dark count rate" peut être mesurée et soustraite, mais sa variance statistique constitue une source de bruit. L'utilisation d'un matériel de qualité et des techniques appropriées de fabrication du GAPD réduisent au minimum le nombre d'impuretés et des défauts qui contribuent au "dark current".

Le gain du GAPD dépend de la charge électrique qu'il peut accumulée dans sa capacitance, de la tension de polarisation et de la température. Typiquement, à température ambiante, elle est de l'ordre de 10^6 , pour une capacitance de l'ordre de 50fF et une tension de polarisation de quelques dizaines de volt.

5-1-3 Structure d'un GAPD.

Les concepteurs proposent plusieurs structures de GAPD mais la plus courante et celle de la [figure 5-8](#) ci-dessous connu sous le nom de "reach-trough".

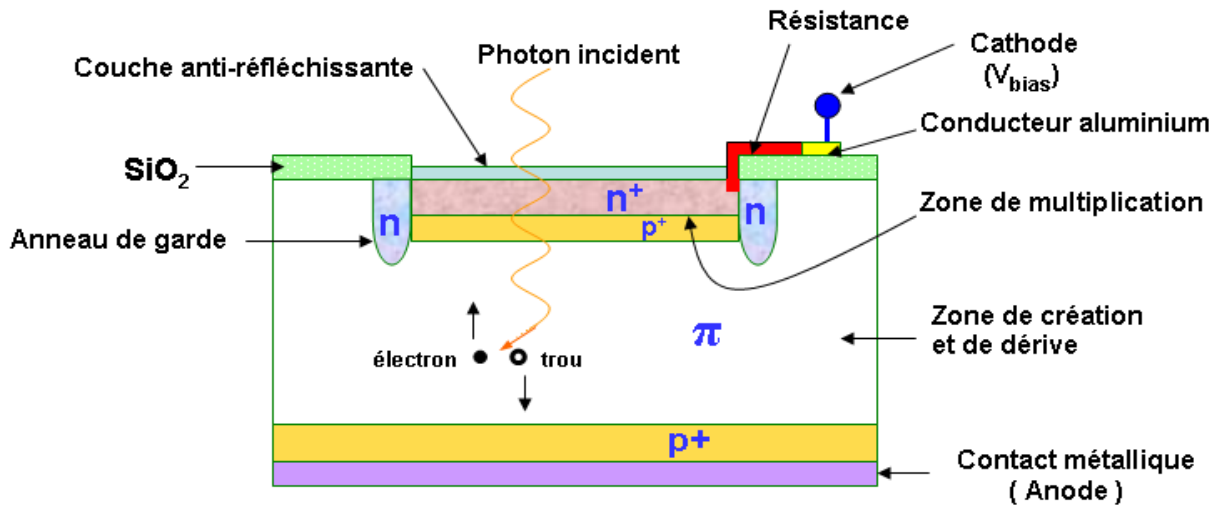


Figure 5-8: Structure de base d'un GAPD

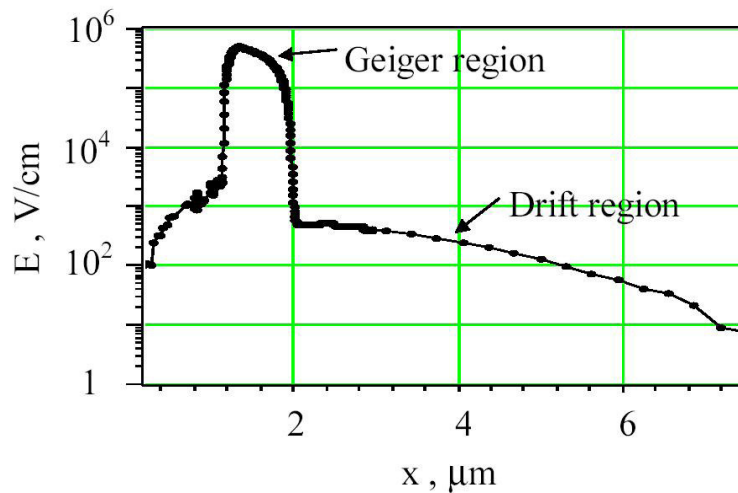


Figure 5-9: Distribution du champ électrique à travers les différentes couches.

Le GAPD est développée sur un semi-conducteur de type p fortement dopé (p^+) qui est relié à l'anode. On fait croître sur ce substrat une couche épaisse (π), de type p légèrement dopée. L'absorption du photon a lieu dans cette couche. C'est la zone de conversion dans laquelle les charges primaires sont créées. L'efficacité de l'absorption augmente avec l'épaisseur de cette couche. Une autre couche de type p fortement dopé (p^+) est implanté dans la couche (π) et au dessus de toutes les couches de type p, il ya une couche de type n fortement dopée (n^+). La couche n est recouverte d'un enduit de Si_3N_4 qui réduit la réflexion sur la surface supérieure. Autour de la couche n, un anneau de protection (n^-) empêche les claquages au bord de la couche, et assure l'uniformité de l'intensité du champ électrique. Malheureusement cet anneau réduit remarquablement la surface sensible du GAPD.

Lorsque la tension inverse de polarisation est apposée, la région déplétée s'élargie du côté de la couche p^+ jusqu'à atteindre la couche π d'où le nom de "reach-trough" donné à cette structure.

Le champ électrique dans la couche (π) est faible. Son rôle est de permettre aux électrons se dirigent vers la couche n^+ et les trous vers la couche p^+ du support. Par contre, il y un champ électrique très intense entre les couches p^+ et la couche n^+ . C'est ici que la multiplication par avalanche a lieu. Cette région est appelée la région de Geiger. Puisque les photons sont absorbés dans la couche (π) et les paires initiaux d'électron-trous sont générés dans cette couche, une avalanche sera initiée seulement par les électrons.

5-2 - Photomultiplicateur au silicium (SiPM).

5-2-1 Présentation du SiPM

Un SiPM se compose d'un très grand nombre de GAPD identiques. (Figure 5-10) Chaque GAPD est appelé une cellule ou un pixel. La taille d'un pixel est de l'ordre ^(a) de 20 à 30 micromètres. Les pixels sont fixés sur un substrat commun et ont une anode commune. La surface photosensible de chaque pixel est entourée par une bande de polysilicium qui est sa propre résistance miniature de "quenching". Cette résistance est de l'ordre de 500 k Ω . Toutes les combinaisons de résistance sont reliées en parallèle à l'anode commune. La tension de polarisation inverse est de 10 à 15 % plus élevée que la tension de claquage. Chaque pixel fonctionne en mode Geiger. Ainsi chaque pixel est digital et fonctionne comme un dispositif binaire, mais le SiPM en entier est un détecteur analogique car la somme des signaux est proportionnelle au nombre de pixel qui a été illuminé. Le nombre de cellules activées durant le temps où un signal lumineux, illumine le détecteur constitue sa **gamme dynamique**. En général la capacitance de chaque cellule est de l'ordre de 50fF et son gain est d'environ 10^6 . Ainsi, le gain du SiPM du même ordre de grandeur que les PMTs, mais pour une tension de polarisation de quelques dizaines de volt seulement, alors qu'il en faut 100 fois plus pour le PMT.

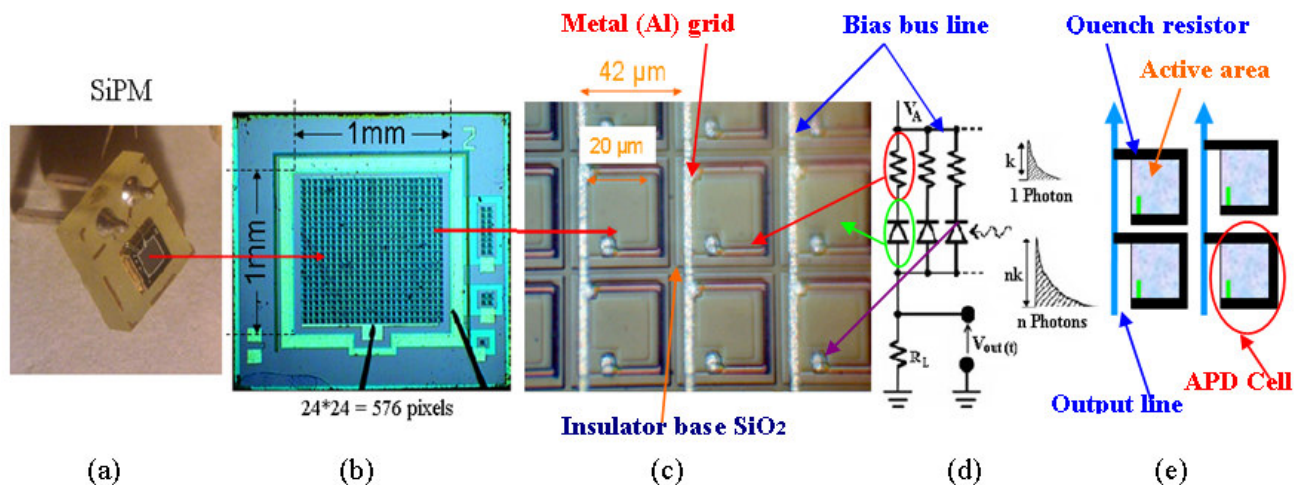


Figure 5-10: Image SiPM de dimension 1mm x 1mm, produit par MEPhi. Il se compose de 24 × 24 =576 petites diodes à avalanche ou Pixel. Chaque pixel a pour dimension 42x42 µm² et 20 x 20 µm² de surface active.

^a Les chiffres que nous donnons dans ce paragraphe son à titre indicatif, juste pour donner une idée de l'ordre des grandeurs

5-2-2 - SiPM : Histoire, Fabricant, et Dimensions disponibles.

La première mise en œuvre d'une détection à l'aide d'un semi-conducteur fut la détection de particules α au moyen d'une jonction dans un cristal de germanium (Mac Kay, 1949). Dès lors, de nombreux laboratoires se sont intéressés au développement de détecteurs semi-conducteurs. Les photodiodes d'avalanche (APD) ont occupé dans les années soixante et au début des années soixante-dix, une part très active du domaine de la recherche expérimentale et théorique. Les publications fondamentales dans ce domaine ont été faites entre 1961 et 1965 par R.J. McIntyre et Haitz. Au Japon, un premier modèle d'APD fut breveté en 1972. En 1987 Dans le " Rockwell International Science Center ", Stapelbroek et les autres, développent le " Solid State Photomultiplicateur (SSPM) ". Les GAPD apparaissent à l'aube de la décennie 1990. En 1989, le "MRS APDs" (Metal-Resistance-Semiconductor) a été fabriqué en Russie. La prochaine étape logique a consisté à mettre ensemble de nombreuses cellules de MRS et de les connecter toutes en parallèle par le biais d'une résistance individuelle de limitation de courant pour obtenir le SiPM. Depuis 1996, de nombreuses publications et les principaux brevets d'invention se font principalement en Russie. Les personnes les plus connues dans ce travail sont: **Z. Zadigov** (*JINR Duban*), **V.Golovin** (*CPTA Moscou*), **B.Dolgoshein** et **V.Saveliev** (*MEPhI Moscou*).

Divers prototypes ont été produits par plusieurs compagnies et instituts de recherche parfois sous des acronymes et des appellations différentes :

- " MPPC " par Hamamatsu, Citée d'Hamamatsu ; Japon
- " SiPM " par Photonique, Suisse
- " SiPM " par MEPHI / PULSAR, Moscou, Russie
- " AMPD " par Z. Sadygov, Moscou, Russie
- " GMPD " par INR/JINR, Dubna, Russie
- " SiPM " par SENSL, Irlande.
- " SiPM " par l'ITC-irst – Institute for Scientific and Technological Research, Trento (Italie) en collaboration avec **INFN**

Et bien d'autres ...

Il existe de nombreuses configurations de SiPM se présentant sous diverses dimensions. Les tailles varient de $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ à $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Le nombre de pixel varie également entre 100 et 10000. Les tailles des Pixels varient entre $25 \times 25 \text{ }\mu\text{m}^2$ et $100 \times 100 \text{ }\mu\text{m}^2$. Le SiPM est également très compact : pour une surface sensible totale de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, la taille du détecteur n'est que de $1.5 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$ avec une épaisseur de $300 \text{ }\mu\text{m}$ de Silicium.

5-2-3. - Les principales caractéristiques du SiPM

A l'introduction à ce chapitre, nous avons cités quelques propriétés des détecteurs solides à base des semi-conducteurs et les avantages qu'ils présentaient par rapport aux dispositifs gazeux, et aux traditionnels tubes photomultiplicateurs (PMTs). Dans le cas particulier des SiPMs nous revenons ici sur les avantages et les

inconvenients du SiPM ainsi que, quelques unes des principales caractéristiques qui font de ce dispositif le futur remplaçant des PMTs dans de nouveaux détecteurs spatiaux.

5-2-3-1 Insensibilité au champ magnétique.

Le SiPM possède une grande immunisation contre les champs magnétiques, due au court parcours des porteurs de charge dans le semi-conducteur. Le fonctionnement du SiPM a été testé dans un champ magnétique et on est allé jusqu'à 4 T pour deux orientations des lignes de champ [45]. On s'est aperçu que le signal du SiPM est stable pour une précision de mesure de 1 %. En outre, le courant d'obscurité, la fréquence de bruit, le gain et l'interférence entre Pixel (*crosstalk*) du SiPM ont été mesurés à 4T et on a trouvé qu'ils ne dépendaient pas du champ magnétique. Il n'est donc pas nécessaire de placer un écran magnétique ou d'effectuer les mesures en orientant toujours le SiPM de la même façon, afin d'opérer dans les mêmes conditions d'orientation magnétique, comme c'est souvent le cas avec le PMT.

Il est souvent exigé que les détecteurs destinés aux missions spatiales aient une sensibilité au champ magnétique de l'ordre du gauss. Le SiPM possède alors sur ce plan un grand avantage par rapport aux tubes photomultiplicateurs. De plus, la plupart des détecteurs des collisionneurs fonctionnent dans des champs magnétiques élevés. Ce qui offre éventuellement au SiPM une possibilité d'utilisation comme détecteur près des collisionneurs.

5-2-3-2 sensibilité à la température.

En général le SiPM est très sensible aux variations de températures. La tension de claquage et le gain dépendent étroitement de la température. Pour une valeur donnée de la tension de polarisation inverse, une augmentation de la température entraîne une augmentation de la tension de claquage et une diminution du gain.

5-2-3-3. L'efficacité globale de détection. (PDE pour photon detection efficiency)

Si pour les tubes photomultiplicateurs (PMTs), l'efficacité de la détection des photons est déterminée uniquement par l'efficacité quantique (QE) de la photocathode, les pertes additionnelles étant négligées, pour le SiPM, l'efficacité de détection des photons est déterminée par l'efficacité globale de la détection (PDE). Qui est une combinaison de l'efficacité quantique (QE), de l'efficacité géométrique (ϵ_{geom}) et l'efficacité de claquage (ϵ_{Geiger}).

Bien qu'en général, l'efficacité quantique (QE) du SiPM soit d'environ $QE \approx 70\%$, l'efficacité globale de la détection (PDE) par contre n'est pas très bonne et est d'environ 20% seulement. Cela s'explique par une faible surface active de détection qui entraîne une efficacité géométrique d'environ 25 % et une efficacité de claquage fortement dépendant de la tension de polarisation.

La [figure 5-11](#) ci-dessous montre la comparaison du PDE de deux différents SiPM avec QE typique de l'APD et du PMT. La courbe du SiPM 3x3 a été obtenue à -50°C

alors que celle du SiPM 1x1 a été obtenu à la température ambiante. On peut par exemple voir que le PDE du SiPM est au même niveau que le QE du PMT pour la lumière bleue et plus grand pour la lumière jaune-rouge.

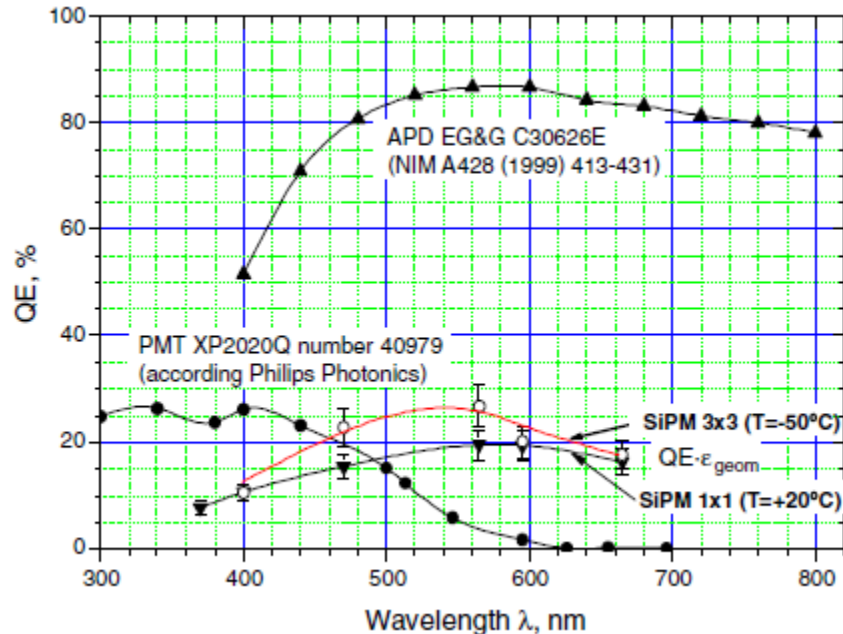


Figure 5-11: Comparaison de l'efficacité de détection de photon pour: SiPM, APD et PMT

5-2-3-4 La Gamme dynamique :

On appelle gamme dynamique ^(a), le nombre de cellules activées durant le temps où le signal lumineux illumine le détecteur. La gamme dynamique est limitée par le fait que le détecteur a un nombre fini de pixel, et un temps de rétablissement fixe par pixel. La courbe donnant le nombre de pixel activé en fonction du nombre de photoélectrons produits n'est plus linéaire lorsque le nombre de photoélectrons produits approche le nombre total de pixel du détecteur. On observe alors une saturation. Cependant, ceci n'est valide que si la durée du signal lumineux Δt est beaucoup plus petite que le temps de rétablissement d'un pixel τ_R . Pour les signaux lumineux d'une durée assez longue ($\Delta t > \tau_R$) la gamme dynamique du SiPM est plus étendue.

D'autre part, la non-linéarité ^(b) dépend étroitement de la largeur de l'impulsion lumineuse (voir la figure 5-3), qui peut compliquer la procédure de correction de la non-linéarité. Un grand temps de rétablissement comparé à la durée de l'impulsion lumineuse peut éventuellement éliminer ce problème, ceci exige le choix d'une valeur appropriée de la résistance de quenching.

^a Par analogie à une définition générale de la gamme dynamique (ou simplement dynamique), qui est la différence entre le niveau maximal d'un signal et son niveau minimal. Ici le nombre minimal de cellules est un.

^b **Linéarité** : qualité d'un détecteur dont le signal de sortie est proportionnel au signal reçu.

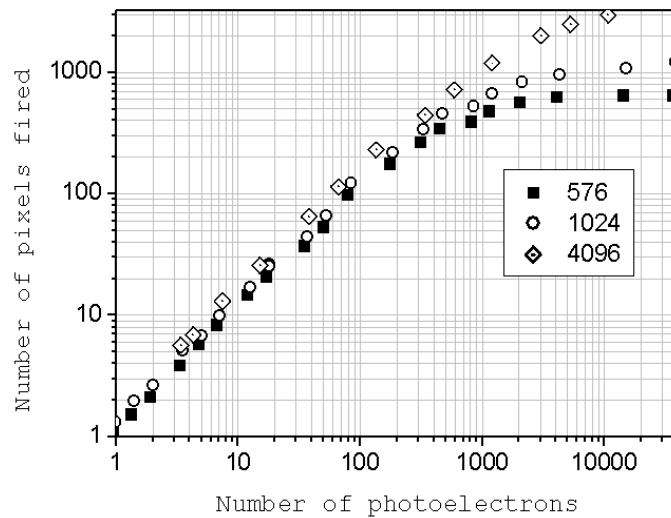


Figure 5-12: Réponse de trois différents SiPMs ayant respectivement 576, 1024 et 4096 cellules en fonction des photoélectrons produits pour une impulsion courte de lumière laser de 40 picosecondes. On observe des effets de saturation lorsque le nombre de photoélectron devient supérieur au nombre de pixel du dispositif.

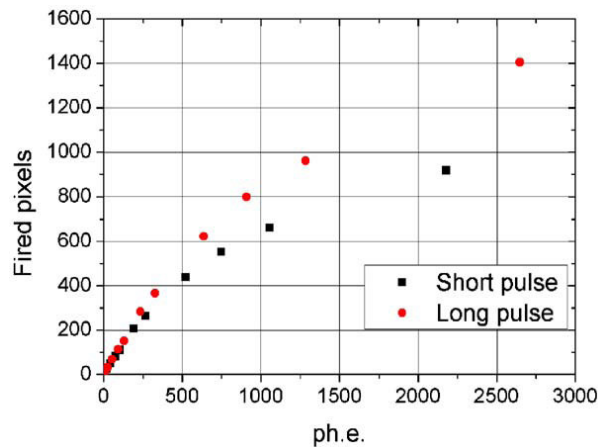


Figure 5-13: Réponses non linéaires aux signaux lumineux d'un LED avec différentes durées d'impulsion.

5-2-3-5 Le bruit dans les SiPMs

Compte tenu du gain très élevé d'un pixel du SiPM, le bruit électronique y est négligeable. Il correspond à moins de 10% du signal d'un photoélectron. Ce pendant, trois types de bruit limitent les performances du SiPM : Le courant d'obscurité, le bruit d'interférence entre pixel, et le phénomène de piégeage.

5-2-3-5-1 Le courant d'obscurité ("Dark Current").

La source principale de bruit limitant les performances du SiPM est le "dark current" dont nous en avons fait mention au [paragraphe 5-1-1](#), et qui provient principalement des porteurs de charges, créés thermiquement dans la zone de

déplétion. La dépendance du "dark count rate" à l'égard de la tension de polarisation, est montrée à [figure 5-14](#). Le "dark current" limite les performances du SiPM surtout à la température ambiante lorsqu'on cherche à détecter des faibles signaux lumineux (un ou quelques photoélectrons). Il limite encore plus ces performances, lorsque le volume sensible est large et la tension d'alimentation élevée. Le "dark count rate" peut être réduit en faisant fonctionner le détecteur à une plus basse température, et en améliorant sa technologie de production. Il faut ce pendant signaler que le "dark current" n'affecte pas de manière notable la détection d'un grand flux de photon.

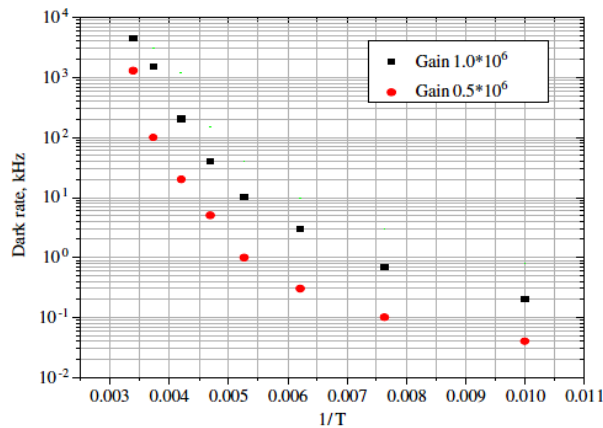


Figure 5-14: la dépendance du « dark count rate » de la température du SiPM pour différents gains d'un Pixel.

5-2-3-5-2 Bruit d'interférence entre pixel. ("optical crosstalk")

Pendant le claquage d'avalanche d'un pixel, Les électrons peuvent émettre quelques photons parfois dans le visible (le taux de cette émission est d'environ 10^{-7} photons par électron [46]). Le photon émis peut se propager de plusieurs manières, jusqu'au pixel voisin et y provoquer une avalanche. Une des raisons pour lesquelles les pixels doivent être bien isolés les uns des autres. L'optical crosstalk viole l'indépendance des pixels et conduit à un comportement non poissonnien de la distribution du nombre de pixels activés.

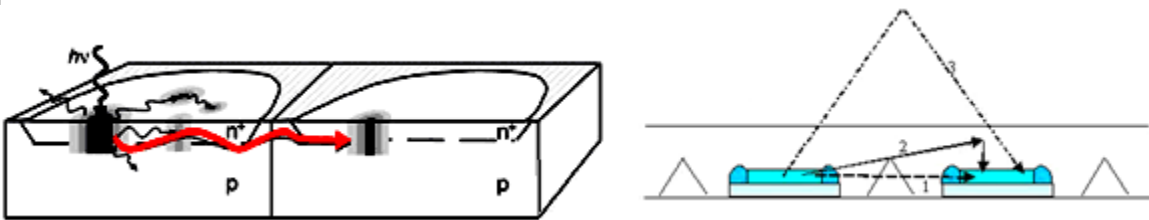


Figure 5-15: Propagation du cross-talk entre pixels

Figure 5-16: Trois manières de propagation du cross-talk [47]

- 1 cross-talk direct
- 2 Entre les couches de déplétion
- 3 A travers une réflexion

Un moyen pour limiter le bruit d'interférence selon [48] consiste à réduire le nombre de porteurs de charge traversant la jonction, c'est-à-dire réduire le gain du SiPM, alternativement, la production des photons secondaires sera réduite. Une

manière évidente de réaliser ceci est d'abaisser la tension de polarisation du dispositif. Bien que ce soit facile à faire, il est ce pendant non désiré, du fait de la forte dépendance de la probabilité du claquage avec la tension de polarisation et, sa réduction entraîne une diminution du PDE.

Une autre méthode consiste à limiter la quantité de charge traversant la jonction en réduisant toutes les capacités parasites liées à la cellule (jonction-PN, résistance de quenching...). La raison est la dépendance linéaire du signal de sortie avec ces capacités. Dans la plupart des dispositifs, la réduction des capacités des cellules sera un compromis entre la réduction du bruit d'interférence optique et le PDE.

Une troisième approche pour éviter le bruit d'interférence optique directe est de creuser des fossés entre différentes cellules comme l'indique la [figure 5-17](#) tirée de [49]. Ces fossés agiront comme barrières optiques. Cette méthode a été appliquée avec succès sur les SiPMs produit à MEPhI [48].

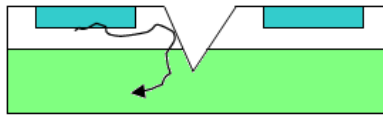


Figure 5-17: Fossé creusé entre cellules et agissant comme barrière optique contre les bruits d'interférence

5-2-3-5-3 Les post-impulsions (Afterpulsing) et les phénomènes de piégeage

Les post impulsions sont des impulsions retardées corrélées avec l'impulsion principale. Le retard peut varier de plusieurs nano secondes jusqu'à quelques dizaines de micro secondes. Les post impulsions sont généralement appelées en anglais « afterpulse ou delayed pulse » [50]. Ces impulsions retardées ont pour origine principale l'emprisonnement d'électron, par les couches profondes d'un pixel pendant le claquage, et sa libération après le temps de rétablissement, c'est-à-dire, après que la diode se soit rechargée. L'électron ainsi libéré peut à nouveau déclencher une avalanche et causer une impulsion.

Le piégeage résulterait des dommages provoqués à la diode par l'implant au cours du processus de fabrication. La probabilité qu'un afterpulse se produise augmente avec la quantité de charge qui traverse la diode pendant une décharge de Geiger. C'est-à-dire avec l'augmentation de la tension de polarisation.

La post impulsion peut prolonger le temps de rétablissement parce que la recharge de la diode commence à nouveau. [51].

5-2-3-6 Stabilité à long terme et vieillissement du SiPM.

Les essais ont été réalisés [52] pour étudier la stabilité à long terme du SiPM. Un échantillon composé de 20 pièces de SiPM (1mm× 1mm, 576 Pixel) a fonctionné sous la tension de polarisation correspondant à un gain de 10^6 pendant 1500 heures (température ambiante).

Des paramètres de SiPMs tels que le gain, l'efficacité de détection de photon, taux de bruit d'obscurité et courant d'obscurité ont été mesurés avant des essais, après

500 heures et après 1500 heures d'opération. Comme il peut être vu sur la [figure 5-18](#), le SiPM démontre un fonctionnement à long terme raisonnablement bonne.

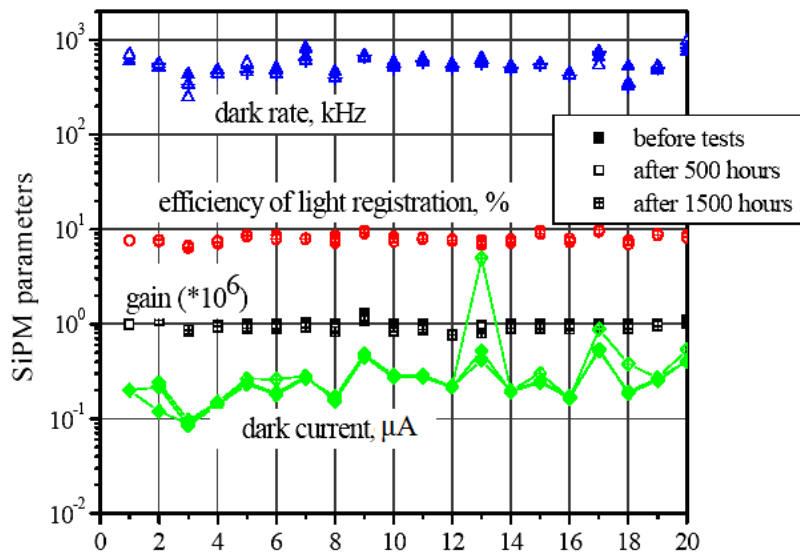


Figure 5-18 : stabilité à long terme du SiPM

5-3 conclusions

Ce chapitre essentiellement consacré aux généralités sur le SiPM, nous a permis de comprendre ce qu'est réellement le SiPM, les recherches qui ont permis de définir ses propriétés, lesquelles le placent comme une sérieuse alternative aux détecteurs à gaz, et surtout aux traditionnels tubes photomultiplicateurs dans le développement des détecteurs destinés à l'expérimentation dans l'espace.

Dans les chapitres suivants nous verrons les études qui ont été menées dans notre laboratoire en vue d'utiliser le SiPM dans les détecteurs spatiaux.

CHAPITRE 6

Etude de la faisabilité d'un trigger à base du SiPM

Une de nos activités phares au cours de notre travail a consisté à caractériser divers SiPM en vue d'évaluer la possibilité de les utiliser comme trigger, TOF, calorimètre, ou détecteur de la lumière de Cherenkov, dans les prochains appareils spatiaux. Nous avons caractérisé le SiPM, mais nous nous sommes limités à l'étude de leur utilisation comme trigger d'un détecteur pour l'espace.

6-1 Caractérisation et calibrage du SiPM.

Les SiPMs que nous étudions sont destinés à être utilisés dans l'espace. Nous devons nous assurer qu'ils peuvent fonctionner dans les conditions de l'environnement spatial, que leur durée de vie est au moins égale à la durée de vie d'un satellite en orbite, et qu'ils ne seront pas abîmés par un flux important de particules cosmiques lors d'une éruption solaire, ou lors du passage du satellite dans la zone de l'Anomalie de l'Atlantique Sud de la ceinture de Van Allen. Les caractéristiques du SiPM doivent être connues autant que possible afin de prévoir une redondance du dispositif, ou éventuellement spécifier les paramètres qui pourront être modifiés par télémétrie en cas de nécessité. C'est dans ce but qu'il a été nécessaire de caractériser et de calibrer les SiPMs.

La caractérisation du SiPM s'est faite en deux phases. D'abord une étude au laboratoire, du comportement des SiPMs face aux variations thermiques et électriques, ensuite une acquisition des muons cosmiques qui nous a permis de nous assurer du bon fonctionnement de l'électronique d'acquisition, et de régler certains paramètres de nos détecteurs tel que les tensions d'alimentation, et surtout de nous assurer que le couplage SiPM scintillateur ou photomultiplicateur guide de lumière était parfait. Le calibrage a été réalisé à l'aide d'un faisceau d'électron (beam test), après que nous ayons conçu et fabriqué diverses configurations de détecteur.

Trois modèles de SiPM, étaient disponibles dans notre laboratoire (WiZard group Laboratory) : (1x1 mm² ; matrice de 1024 pixels), (3x3 mm² ; matrice de 5625 pixels), (5x5 mm² ; matrice de 3600 pixels) (^a). Ils ont été fournis par MEPHI (Moscow Engineering and Physics Institute) [⁵⁴]. Les caractéristiques thermiques et électriques de chacun de ses trois modèles ont été étudiées. Les deux modèles SiPM 1x1 et SiPM 5x5, ont surtout été utilisés pour étudier les différentes topologies de couplage SiPM-scintillateur afin de déterminer la topologie fournissant le meilleur résultat. Ils ont également été utilisés pour analyser les problèmes de couplage du SiPM au scintillateur, et ont servi à l'étude de l'efficacité. Le modèle 3x3 du fait de son nombre de pixel élevé et de sa bonne réponse linéaire, a particulièrement été utilisé pour rechercher les courbes caractéristiques.

^a Les dimensions et le nombre de pixels nous ont été garantis par le fournisseur.

6-2 Caractérisation Thermique et Électrique.

6-2-1 Etude de la variation du courant d'obscurité en fonction de la tension d'alimentation à diverses températures

Pour cette étude, il a été utilisé un petit "cold-finger liquid-nitrogen cryostat" à température variable. Le SiPM a été collé sur le "cold-finger" à l'aide d'une colle en argent, afin d'avoir un bon contact thermique. La température du "cold-finger" était contrôlée par un thermomètre de platine, tandis que la température du SiPM était contrôlée par un thermomètre au silicium (Cryophysics DT470) collé très près du détecteur. Le SiPM était polarisé à l'aide d'une alimentation programmable KEITHKEY 2410 et le courant était contrôlé et lu à l'aide d'un picoampèremètre KEITHKEY 6514 connecté à un système d'ordinateur. Les figures 6-1 et 6-2 ci-dessous sont des photos et du montage qui a été réalisé.

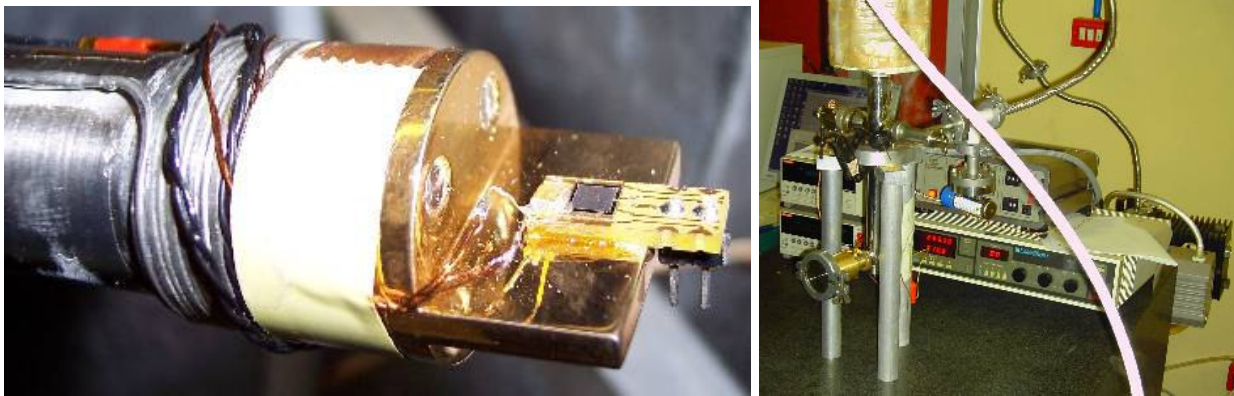


Figure 6-1: "cold-finger liquid-nitrogen cryostat" sur lequel sont collés le SiPM et le thermomètre.

Figure 6-2: photographie du montage

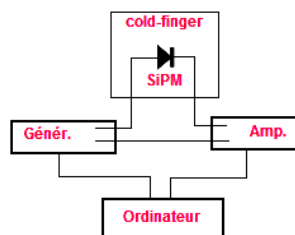


Figure 6-3: schéma de montage

La figure 6-4 ci-dessous illustre les courbes du courant d'obscurité en fonction de la tension d'alimentation que nous avons obtenues à différentes températures prises entre 118 K et 293K.

Quelques remarques importantes se dégagent de ces courbes.

- La baisse de la tension du claquage (V_{BD}) lorsque la température décroît.
- Le bruit décroît d'un facteur 2 tous les 8 K. Une donnée très important pour l'utilisation concrète de ce photomultiplicateur.
- En dessous de 230 K chaque courbe présente un point d'inflexion alors qu'au dessus de 230K l'allure est presque quadratique.

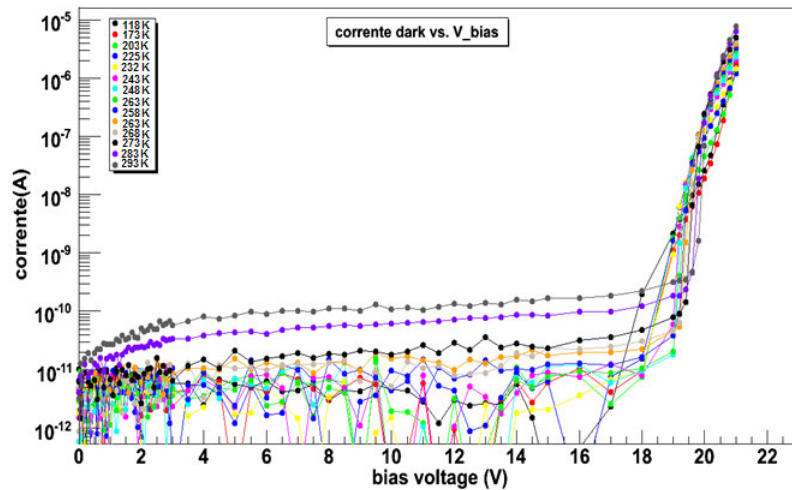


Figure 6-4: courbe du courant d'obscurité en fonction de la tension à différentes températures

- En dessous de 273 K les courbes semblent se regrouper et le bruit est alors très bas. Ce qui donne à penser que la température optimale de travail serait de quelques degrés en dessous de 0°C.
- Le courant d'obscurité augmente très vite lorsque la température passe au dessus de 273 K. Ce comportement est très important et doit être pris en compte dans la suite des applications expérimentales.

6-2-2 Recherche du point de fonctionnement.

La [figure 6-5](#) ci-dessous montre la relation entre le courant d'obscurité et la tension d'alimentation. Les courbes sont presque linéaires jusqu'à la tension de claquage (V_{BD}). Après, le courant d'obscurité accroît de manière quadratique. Ceci est compatible avec des résultats bien connus de la littérature [[55](#)]. La tension de claquage V_{BD} a été évaluée, pour chaque température, en utilisant une représentation du tracé semi-logarithmique du courant d'obscurité. Sur le tracé de la [figure 6-5](#) ci-dessous, V_{BD} a été identifiée par le point d'intersection entre la partie linéaire et horizontale de la courbe avant le claquage, et l'ajustement de la branche parabolique de la courbe après le claquage, quand le SiPM opère en mode Geiger. Ce travail a été fait pour les 12 SiPMs en notre possession.

Selon [[56](#)], pour un exact processus de claquage, la tension de claquage devait être estimée ainsi :

$$V_{BD} = V_{BD0} [1 + \beta(T - T_0)] \quad \text{Equation 6-1}$$

Avec V_{BD_0} la tension de claquage à la température ambiante (T_0) et β une constante linéaire de croissance dont la valeur est plus grande que $10^{-3} K^{-1}$

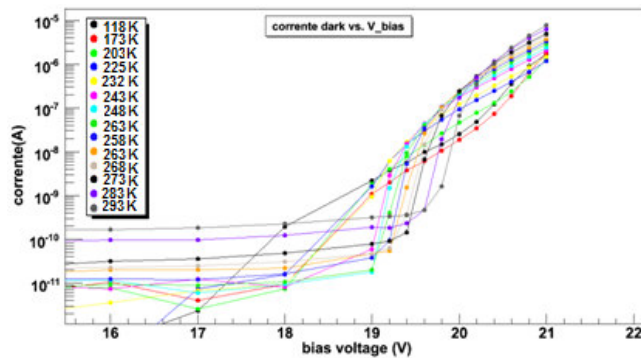


Figure 6-5: la relation entre le courant d'obscurité et la tension

6-2-3 Variation du taux de dénombrement du courant d'obscurité (Dark count rate), en fonction du seuil de discrimination.

Le courant d'obscurité "dark current " a été évalué à température ambiante en utilisant un discriminateur rapide, et un compteur d'impulsion. Un amplificateur permettait d'amplifier 25 fois le signal. Le seuil du discriminateur initial était fixé lorsque le SiPM n'était pas alimenté. On éliminait ainsi le bruit d'électronique. A partir de cette valeur initiale on faisait varier le seuil, et toutes les secondes, on relevait la valeur affichée par le compteur. Cet exercice a été fait avec tous nos SiPM et la courbe obtenue avec un des SiPMs 1x1, est celle de la figure 6-6.

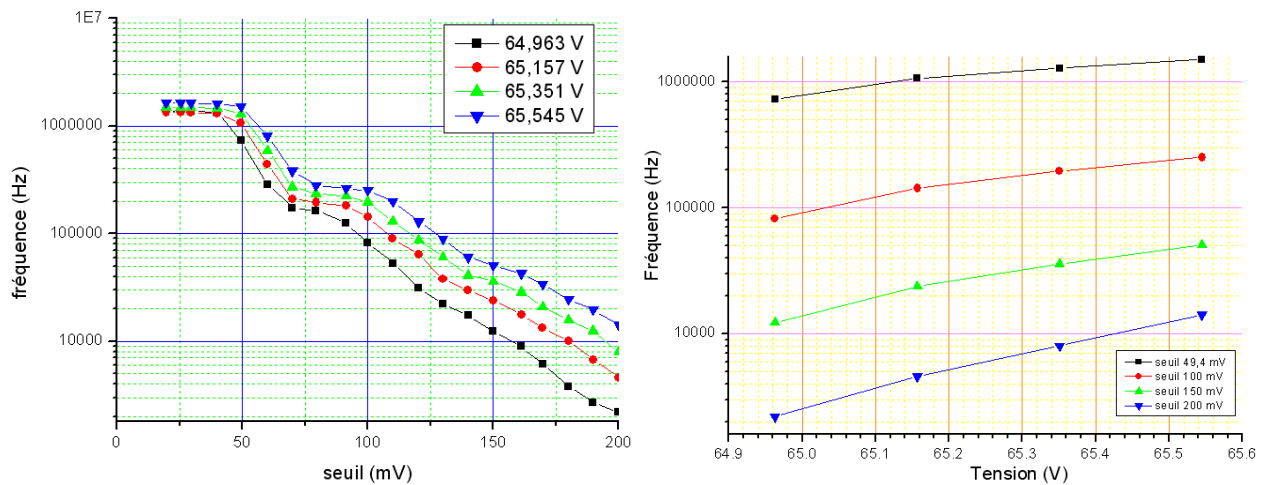


Figure 6-6: (A droite) Variation du "Dark count rate", en fonction du seuil de discrimination.

Figure 6-7: (A gauche) Variation du "Dark count rate", en fonction de la tension d'alimentation. Ces courbes semblent linéaires parce qu'on est dans un intervalle de tension très petit.

On constate que, pour un seuil donné, Le "dark count rate" croît en fonction de la tension de polarisation comme l'indique la figure 6-7. Ceci est dû à l'augmentation du champ électrique, dans la zone de multiplication du détecteur.

Les valeurs très voisines des tensions utilisées dans ce test montrent comment la stabilité de l'alimentation est délicate. Pour un seuil de 150 mV, une augmentation de la tension d'alimentation de 0,6 %, augmente la fréquence du bruit de 293 % ^(a).

6-3 configurations des détecteurs.

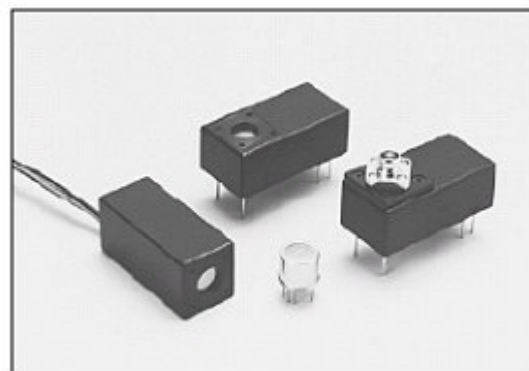
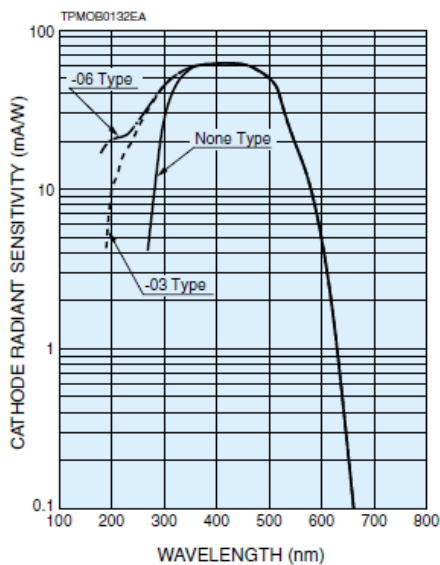
La première étape de cette phase a consisté à déterminer les différentes configurations des détecteurs avec lesquels nous allons travailler. Nous nous sommes beaucoup inspirés des expériences acquises lors des expérimentations antérieures, notamment l'expérience Lazio-SiRad, et sur une étude de la simulation de la collecte de la lumière dans les photomultiplicateurs réalisée par [57]. La Détermination des configurations a néanmoins tenu compte nos objectifs, du nombre de SiPM disponible et des scintillateurs en notre possession.

Dans la suite de ce travail, nous adopterons les codes de couleurs suivants pour distinguer les divers composants des schémas :



Cet élément représente un tube photomultiplicateur Hamamatsu. **PMT H6780-3**, que nous abrègerons souvent " **PMT** ". Les caractéristiques fournies par Hamamatsu sont les suivantes :

- Supply voltage range +11.5 to +15.5 V
- Supply current requirement (max) 30 mA
- Effective area 8 mm dia.
- Operating temperature +5 °C to +45 °C
- Radiant Sensitivity (at 420 nm, 25 °C) 30 μA/nW
- Dark Current (25 °C) 0.4/10 nA
- Time response (Anode pulse Rise Time) 0.78 ns
- Recommended Control Voltage Range ($V_{control}$) +0.25 to 0.90 V



Left : H6780 Center: H6779 Right : H6779 with E5776

Figure 6-8 : (A gauche) Réponse spectrale du photomultiplicateur Hamamatsu H6780-3.

Figure 6-9 : (A droite) photographie du PMT Hamamatsu H6780-3.

^a Ces chiffres ne sont valables que pour le SiPM testé, mais les ordres de grandeur sont les mêmes pour les autres.



Cet élément représente un guide de lumière BC800. Les caractéristiques⁵⁸ fournies par saint-Gobin sont les suivantes :

- Density 1.19 g/cc
- Refractive index 1.49
- Coefficient of thermal expansion $7.4 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$
- Softening point 96 °C
- shifts from near UV (300-360 nm) to 425 nm

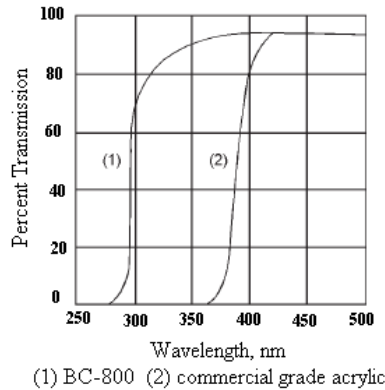


Figure 6-10 Réponse spectrale du guide de lumière.



Cet élément représente un Scintillateur BC408 de BICRON dont les Caractéristiques [59] sont :

- indice de réfraction 1,58
- temps de montée 0,9 ns
- temps de décroissance 2,1 ns
- longueur d'atténuation 210 cm
- Développement du signal lumineux (FWHM Full Width at Half Maximum) ~ 2.5 ns
- Longueur d'onde du maximum d'émission 434 nm
- Nombre d'atome de H par cm^3 $5,23 \times 10^{23}$
- Nombre d'atome de C par cm^3 $4,74 \times 10^{23}$
- Rapport H/C 1,104
- Nombre d'électron par cm^3 $3,37 \times 10^{23}$

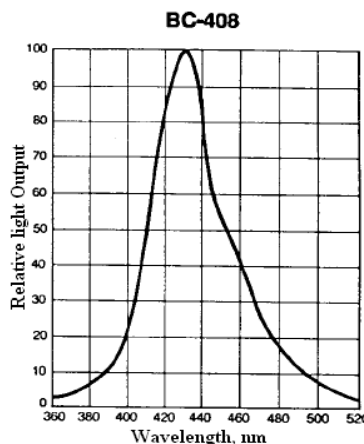


Figure 6-11 Réponse spectrale du scintillateur BC408.



Cet élément représente un Scintillateur BC408 avec "décaleur de longueur d'onde" Y11^a, que nous noterons souvent WLS (wavelength shifter).



Cet élément représente un Photomultiplicateur SiPM

Les diverses configurations que nous avons constitué sont les suivantes : ces schémas ne sont pas à l'échelle des composants. Ils n'ont été faits qu'à titre indicatif.

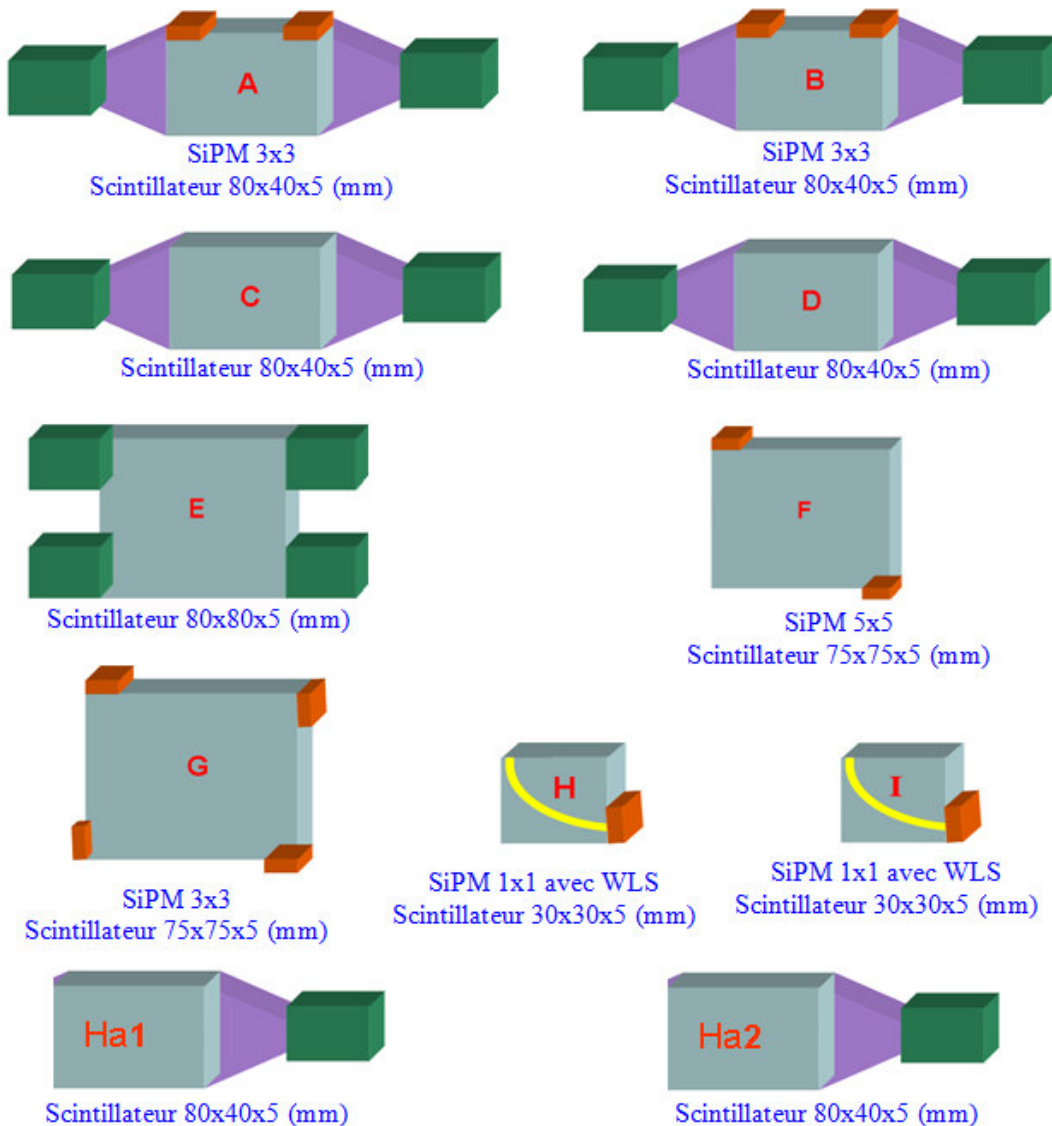


Figure 6-12: constitution des différentes configurations

^a The dye Y11 is variously called K27.

De ces configurations, on remarquera surtout les détecteurs A et B où nous avons utilisé les deux types de photomultiplicateur sur un même scintillateur. Si les photomultiplicateurs "Hamamatsu" sont relativement bien connus, nous connaissons malheureusement très peu le SiPM et nous avons alors voulu nous mettre dans les conditions d'une redondance du système afin de palier à d'éventuel défaillance des SiPMs.

Un joint optique (Optical pad) a été utilisé pour coupler les photomultiplicateurs "Hamamatsu" des détecteurs A et B au guide de lumière.

Les photomultiplicateurs "Hamamatsu" des détecteurs C et D sont couplés au guide de lumière sans joint optique. Ce choix a été délibérément fait pour étudier l'effet réel du joint optique sur le couplage entre le guide de lumière et le photomultiplicateur.

Chacun des quatre photomultiplicateurs "Hamamatsu" du détecteur E est couplé au scintillateur avec un joint optique. Ce détecteur était destiné à être utilisé comme référence auquel on comparerait le SiPM.

Une fois les configurations choisies, nous sommes passés à la phase délicate consistant à coller les SiPMs sur les scintillateurs. Une phase qui demande habileté et concentration compte tenu de la fragilité des SiPMs et de la délicatesse des scintillateurs. Nous avons utilisé pour cela une colle transparente aux photons. L'ensemble a été recouvert d'une fine bande d'aluminium, jouant le rôle de revêtement réfléchissant, et calfeutré dans des coffrets en PVC. La [figure 6-13](#) et la [figure 6-14](#) ci-dessous sont des photos prises lors de l'assemblage d'un SiPM sur un scintillateur, et on peut voir sur la [figure 6-15](#) Les détecteurs A, B, et E placés dans leur coffret et prêt à l'emploi.

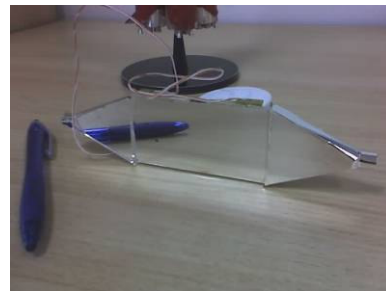
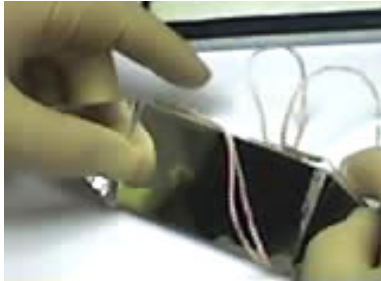


Figure 6-13: Photos : A gauche pendant l'assemblage dans la salle saine de notre laboratoire

Figure 6-14: assemblage d'un scintillateur et de deux SiPMs.



Figure 6-15: Photos des détecteurs A, B, et E dans leur boîtier respectif réalisé en PVC. Sur les détecteurs A, et B, on peut remarquer au centre le scintillateur surmonté des deux SiPMs, suivi du guide de lumière avec à ses extrémités les photomultiplicateurs Hamamatsu.

6-4 Circuit d'alimentation des SiPMs.

Nous avons déjà signalé que le SiPM demande une alimentation à très bas bruit et très stable.

Nous avons spécialement réalisé un circuit électronique pour stabiliser et filtrer l'alimentation du SiPM. (Figure 6-16). Le fonctionnement de ce circuit d'alimentation est simple. Un potentiomètre permet de fixer la tension d'alimentation de la diode. Un filtre formé de C1, C2 et R2 élimine les perturbations parasites provenant de l'alimentation. Le signal issu de la diode est prélevé sur C3 et envoyé à un amplificateur si nécessaire.

Chaque SiPM a été connecté comme l'indique la figure 6-16. La variation de la tension dans la branche AB, en fonction de la variation de sa tension d'alimentation a conduit au tracé de la courbe rouge de la figure 6-17. La partie non linéaire de cette courbe rouge s'explique par la variation rapide de la résistivité de la diode aux environs de la tension de claquage. La courbe en bleu est un tracé manuel qui simule le comportement d'une résistance qui serait à la place de la diode.

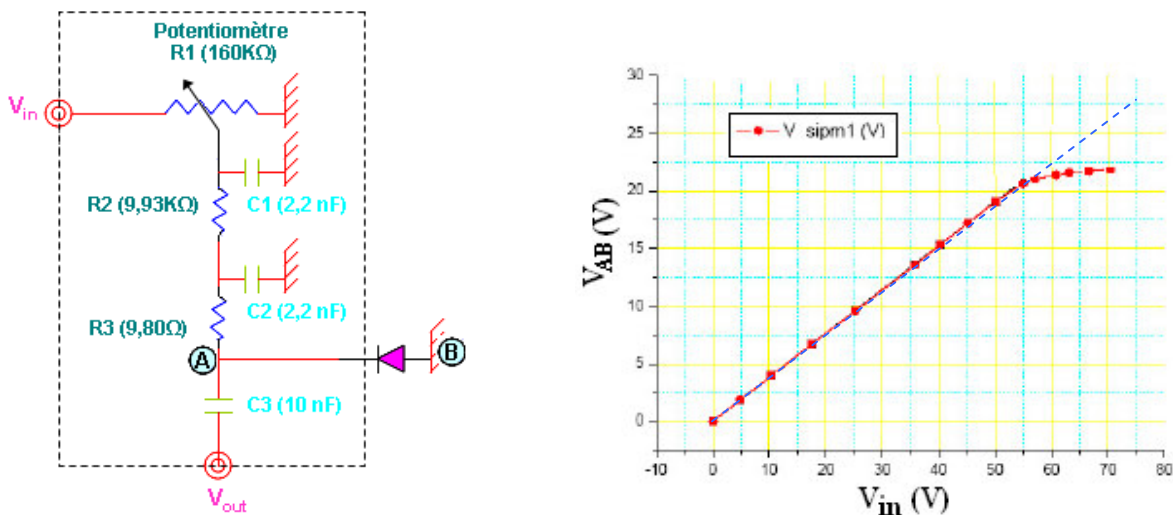


Figure 6-16: (A droite) Schéma simplifié de l'alimentation du SiPM ici représenté comme une diode.

Figure 6-17: (A gauche) Cette courbe montre la variation de la tension dans la branche AB, en fonction de la variation de la tension de l'alimentation V_{in} . L'effet d'avalanche est évident après la tension de claquage.

Le circuit ci-dessus nous a rendu bien de services au début de notre travail, mais s'est avéré au cours du temps encombrant et la manipulation du potentiomètre ne permettait toujours pas de fixer la valeur exacte de la tension dont nous avons besoin, surtout quand la précision était de l'ordre du millième. Nous avons alors testé un produit commercial à bas coût un chip de la manufacture MAXIM, appelé (MAX 1932). Ce dispositif peut fournir 255 valeurs différentes de tension dans un intervalle de 0 à 90 Volts, Il se connecte sur la porte parallèle d'un ordinateur et est très facile d'utilisation. Les valeurs des tensions sont programmées sur l'ordinateur qui se charge de les transférer au chip, lequel fixe et maintient constante la tension d'alimentation du SiPM. Actuellement, nos efforts tendent à utiliser ces chips pour réaliser une carte électronique capable de piloter environ huit différents SiPM avec des valeurs de tension indépendantes.

6-5 Vérification du fonctionnement des détecteurs.

Une fois nos détecteurs assemblés, nous avons procédé à la vérification de leur fonctionnement. Le schéma expérimental était assez simple. Le signal de déclenchement (trigger) est issu de la coïncidence de deux signaux fournis par deux détecteurs Ha1 et Ha2, chacun étant constitué d'un photomultiplicateur "Hamamatsu", lisant un scintillateur 75x75x5 mm³. Entre les détecteurs Ha1 et Ha2, est intercalé le détecteur à vérifier.

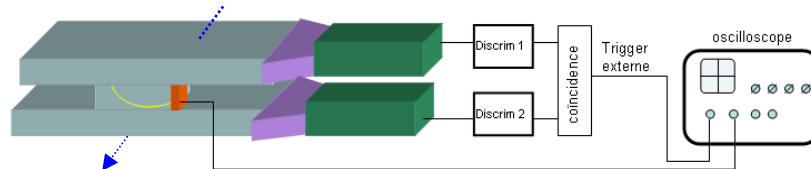


Figure 6-18: Schéma de l'expérience pour la vérification du fonctionnement des détecteurs

La probabilité $P(H)$ de détecter une particule traversant le détecteur H.

$$P(H) = \lim_{n(Ha1, Ha2) \rightarrow \infty} [n(Ha1, Ha2, H) / n(Ha1, Ha2)] \quad \text{Equation 6-2}$$

Avec $n(Ha1, Ha2, H)$ est le nombre de particules détectées dans le Ha1, Ha2 et H, et $n(Ha1, Ha2)$ est le nombre de particules vues en Ha1 et Ha1 indépendamment de ce qui s'est produit dans H (ignorant des coïncidences accidentelles). $P(H)$ est sensible aux conditions de fonctionnement de H et au traitement des signaux (des seuils, l'électronique, temps mort).

Ci-dessous les oscillogrammes que nous avons observés avec le SiPM 1x1 du détecteur H.

Sur ces oscillogrammes, les courbes jaunes sont celles du SiPM tandis que les courbes bleues sont celles du trigger issu de la coïncidence des signaux venant des PMTs. Le signal du SiPM n'étant pas retardé est en avance sur celui du trigger.

L'Oscillogramme 1 est celui obtenu avec le SiPM alimenté avec une tension très en dessous de la tension de claquage. Malgré le passage d'une particule cosmique qui a fait partir le trigger, aucun signal du SiPM n'est observé. Les aspérités de la ligne de base représentent certainement le bruit de l'électronique d'acquisition.

Sur l'oscillogramme 2 la tension d'alimentation du SiPM est proche de la tension de claquage et on observe alors un début de formation de signaux d'avalanche qui ne sont pas corrélé avec les signaux du trigger.

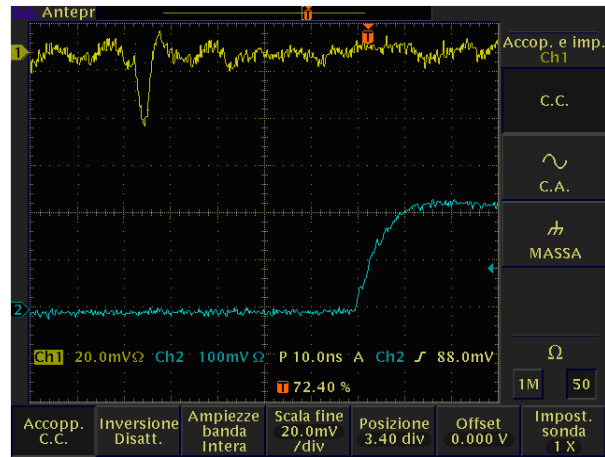
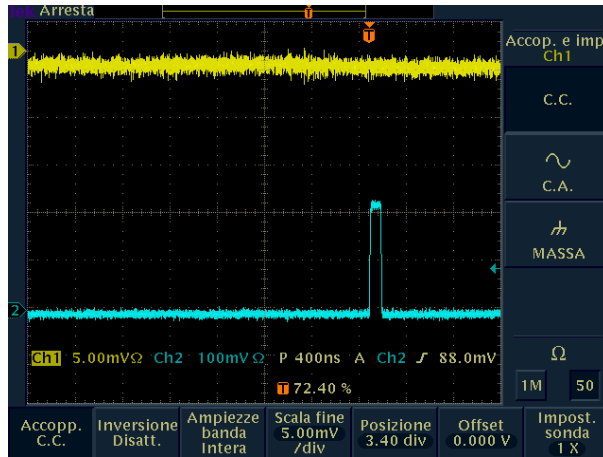


Figure 6-19: Oscillogramme 1
 Figure 6-20: Oscillogramme 2

L'Oscillogramme 3 a été pris lorsque la tension d'alimentation du SiPM était au dessus de la tension de claquage. On observe alors de nombreux claquages dont l'un est issu du passage d'un rayon cosmique et est corrélé avec le signal du trigger. On remarque également les phénomènes de post impulsion illustré sur l'oscillogramme 4.

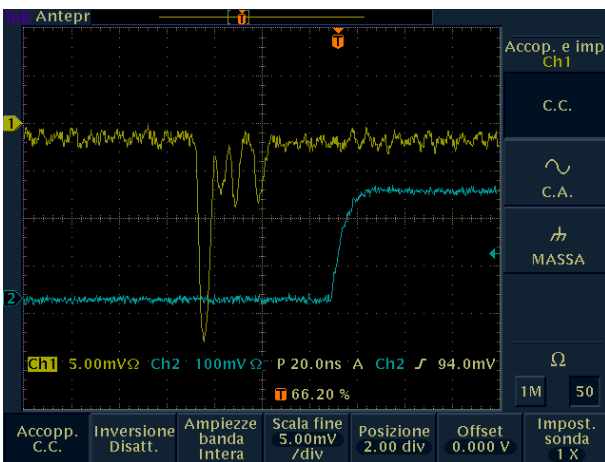
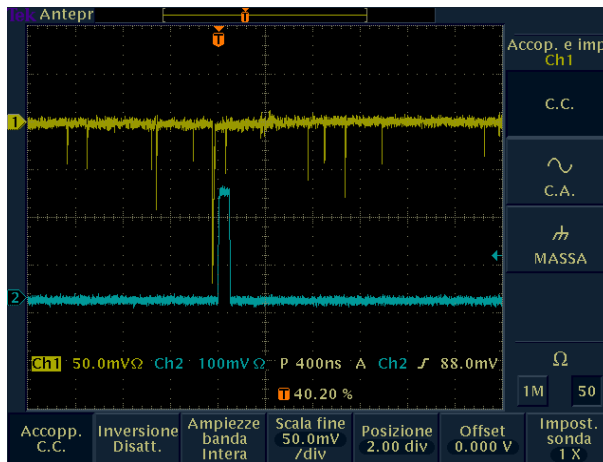


Figure 6-21: Oscillogramme 3
 Figure 6-22: Oscillogramme 4

6-6 Acquisition des rayons cosmiques.

L'acquisition des rayons cosmiques, nous a permis pendant deux semaines de travail, de nous assurer du bon fonctionnement des détecteurs et de tout le matériel d'acquisition avant leur utilisation sur le faisceau. On a ainsi évalué le piédestal de tous les détecteurs, calculer leur résolution en énergie, etc.

La figure 6-24 ci-dessous indique le montage expérimental qui a été utilisé dans la plupart des cas.

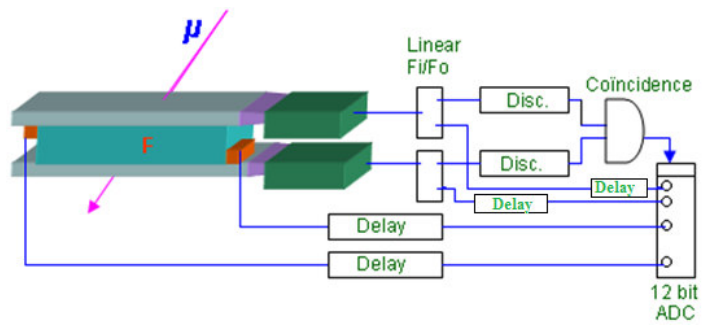
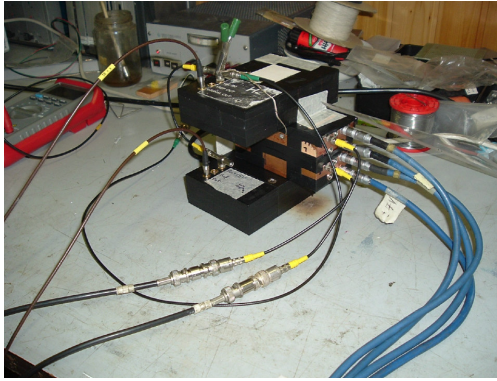


Figure 6-23: (A gauche) Une photo de nos détecteurs pendant l'acquisition

Figure 6-24: (A droite) Schéma expérimental de l'acquisition des rayons cosmiques. Les deux signaux des photomultiplicateurs "Hamamatsu" mis en coïncidence servent de trigger à l'acquisition des signaux des SiPMs et des signaux analogiques des deux "Hamamatsu."

Le détecteur F constitué d'un scintillateur 75x75x5 mm³, et lu par deux SiPMs 5x5, envoie des signaux analogiques à un ADC 12 bit. Le déclenchement de l'acquisition (Trigger) est donné par la coïncidence de deux signaux fournis par les détecteurs I et J.

Les schémas suivants représentent les oscillogrammes des signaux analogiques du photomultiplicateur "Hamamatsu" (Figure 6-26) et celui des SiPMs (Figure 6-25). La courbe jaune est celle du trigger. Les courbes bleues et violettes sont celles des signaux analogiques. Dans ce cas précis, les signaux analogiques n'ont pas été retardés, raison pour laquelle ils sont en avance sur le signal logique du trigger.

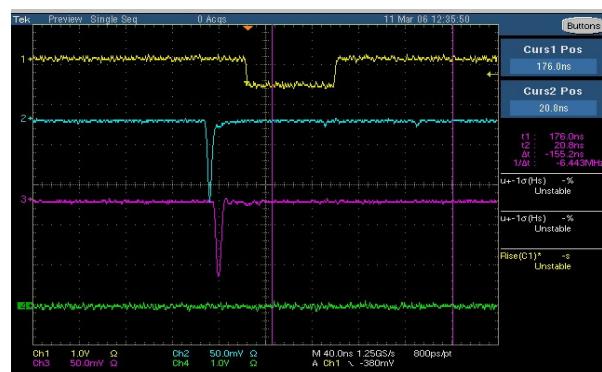
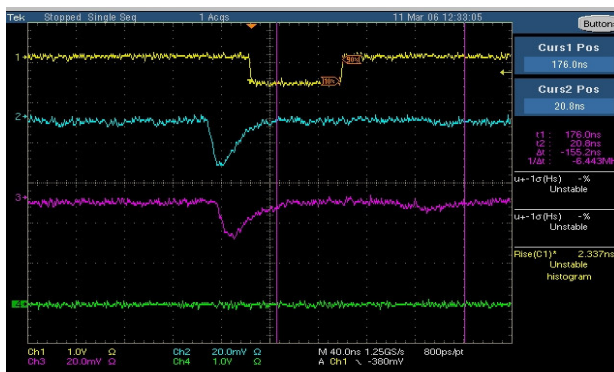


Figure 6-25: (A gauche) Oscillogramme des SiPMs. Échelle des temps 40ns/div

Figure 6-26: (A droite) Oscillogramme des PMTs "Hamamatsu". Échelle des temps 40ns/div

En comparant ces deux oscillogrammes, on remarque que le temps de montée et le temps de descente des signaux de "Hamamatsu" sont très courts. La largeur de son signal est très faible, ce qui fait de lui un bel outil de calcul de temps de vol. Par contre, pour le SiPM les temps de montée et de descente sont très longues et la durée du signal est d'environ 40 ns. Or quand on sait que le temps de désexcitation du scintillateur n'est que de 3 ns, on comprend alors que les post impulsions et les bruits d'interférence entre

pixel ("optical crosstalk"), sont nombreux dans ce détecteur. On sera particulièrement regardant sur ce phénomène lors du test en faisceau. Si cela se confirme, ce détecteur ne serait pas intéressant pour le calcul de temps de vol. Par contre il pourrait être un bon trigger. Il est à noter également que, les signaux non amplifiés fournis par les SiPMs sont d'environ 20 mV et peuvent être utilisés par l'électronique frontale ("Front-end") qu'on utilise déjà pour les PMTs. C'est une donnée à mettre à l'actif du SiPM et une raison de plus pour l'étudier.

L'analyse des données collectées par l'ADC a fourni les spectres des figures 6-27 et figure 6-28 respectivement pour le SiPM1 et le SiPM2.

Le spectre individuel de chaque SiPM présente une imbrication du signal et du bruit. L'étendue et la forme du piédestal donne l'impression que lorsqu'il est couplé au détecteur les SiPMs présentent un niveau de bruit très élevé et serait de ce fait incapable de détecter le photon unique. Le test en faisceau lèvera ce doute en montrant une bonne séparation entre la contribution de l'électron unique et du piédestal dans un intervalle de 2σ . D'autre part, la forme du piédestal ne permet pas d'exclure un changement de certains paramètres tels que la température ou une variation du courant d'alimentation du SiPM pendant l'acquisition. De plus cette forme du piédestal ne certifie pas que le dispositif soit complètement obscur.

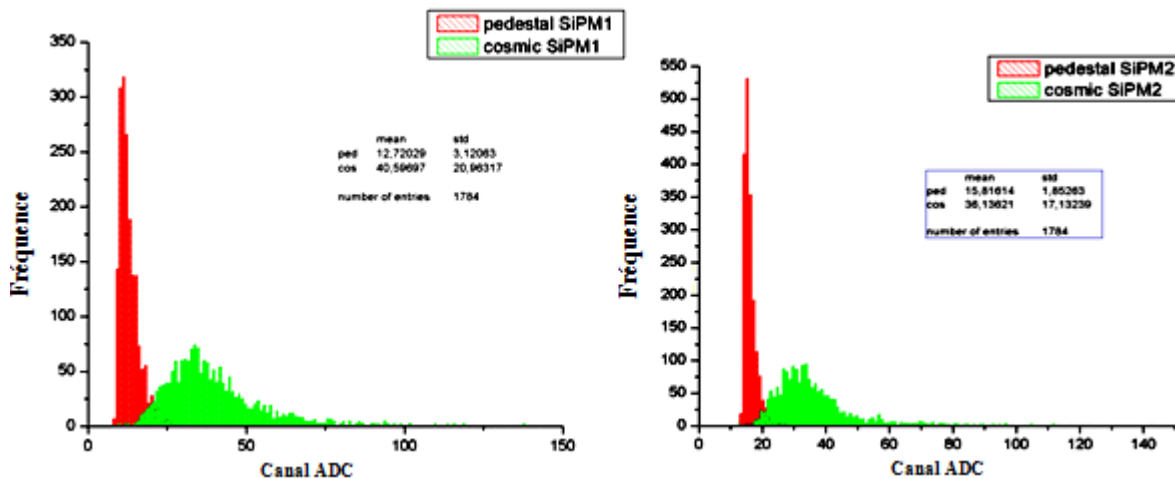


Figure 6-27: (A gauche) spectre des rayons cosmiques acquis par le SiPM 1

Figure 6-28: (A droite) Spectre des rayons cosmiques acquis par le SiPM 2

Quel seraient le comportement du bruit et du signal si on réalisait la somme des signaux venant des deux SiPMs. C'est la question que nous nous sommes posée, et pour y répondre, nous avons réalisé le montage de la figure 6-29 et le spectre des signaux acquis est celui de la figure 6-30 :

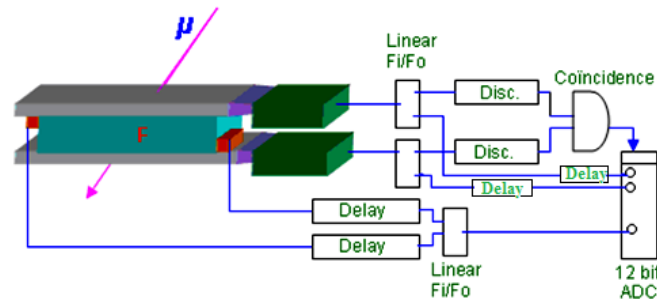


Figure 6-29: Schéma expérimental de l'acquisition des rayons cosmiques. Les deux signaux issus des SiPM sont sommés, avant d'être envoyé à l'ADC

Le spectre de la somme des deux SiPMs que nous appellerons par la suite spectre-somme, présente une plus grande séparation entre le piédestal et le signal, bien que le piédestal se soit également élargi de manière significative. On observe par ailleurs sur le piédestal-somme, deux pics. Ces deux pics ainsi que l'élargissement du piédestal, s'expliquent par le fait qu'initialement les tensions des deux SiPMs n'avaient pas été ajustées de manière à ce qu'ils soient traversés par le même courant, c'est-à-dire avoir le même gain. Le piédestal du SiPM₂ (figure 6-28) plus étroit pourrait signifier une tension de claquage plus faible. Cela se remarque d'ailleurs sur la forme du spectre des rayons cosmiques et bien que ce résultat ne soit pas l'idéal, il nous permet de comprendre que plus nous mettrons un nombre élevé de SiPM autour de notre scintillateur, plus le signal s'éloignera du bruit. Mais il faudra au préalable s'assurer qu'on a réglé les tensions de façon que tous ces SiPMs soient traversés par le même courant c'est-à-dire qu'ils aient le même gain.

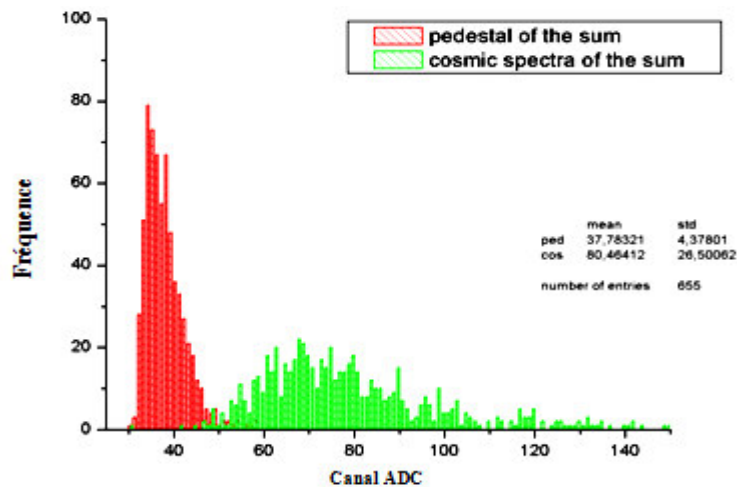


Figure 6-30 : Spectre des rayons cosmiques acquis par deux SiPMs $5 \times 5 \text{ mm}^2$ chacun étant monté sur un scintillateur de $80 \times 80 \times 5 \text{ mm}^3$, le signal étant la somme analogique de la lumière convertie par chaque SiPM.

La moyenne du pic du spectre-somme est presque égale à la somme des moyennes individuelles. Ce paramètre est très important pour le développement d'un spectromètre de particules, parce qu'il permettra d'utiliser un scintillateur peu épais, et abaisser ainsi le seuil de l'énergie minimale des particules détectables.

Nous avons ensuite procédé à une acquisition de 21 heures environ avec le détecteur H. la [figure 6-31](#) est le spectre de la distribution en énergie du résultat obtenu. La largeur des distributions montre une bonne résolution et implicitement une stabilité de la chaîne d'acquisition. Mais en 21 heures de temps, des éventuelles dérives thermiques auraient certainement endommagé cette distribution. La superficie du scintillateur du détecteur H était de 3x3cm, et celle des trigger était de 4x4cm, C'est peut être ce qui explique l'abondance du piédestal.

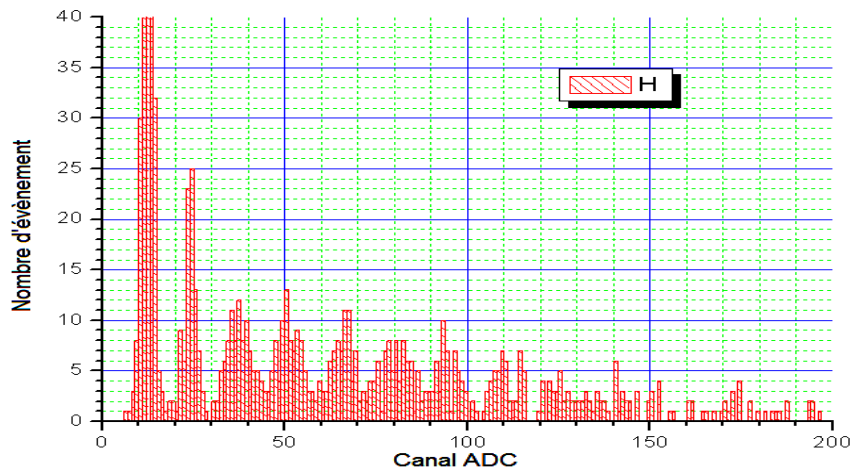


Figure 6-31: Résultat de 21 heures d'acquisition avec le détecteur H

6-7 Tests en faisceau.

L'acquisition de quelques milliers de rayons cosmiques demandait beaucoup de temps, pendant lequel de nombreux paramètres de nos détecteurs pouvaient changer, conduisant à des résultats erronés. Or le calibrage de ces détecteurs nécessitait une statistique importante en peu de temps. Nous avons alors transféré notre matériel à Frascati dans les environs de Rome, où se trouve l'accélérateur linéaire le " DAFNE Beam Test Facility (BTF)" installé dans les locaux du Laboratoire National de Frascati (LNF) une structure de L'Institut Nationale de Physique Nucléaire (INFN).

6-7-1 Objectifs du test en faisceau :

L'objectif principal de ce travail était la réalisation d'un système de trigger à base de SiPMs. Pour atteindre cet objectif, nous avons cherché à vérifier ce qui suit :

- La lecture de chaque canal ADC, du SiPM et du PMT, pour évaluer leur proportionnalité avec la perte d'énergie de la particule.
- Etude du comportement de chaque détecteur en fonction de la charge qui l'a traversée.
- Vérification de la relation linéaire entre l'énergie déposée par les particules chargées au cours de l'interaction et le nombre de photoélectron obtenu.
- Evaluation de la limite de saturation des SiPMs,
- l'évaluation du bruit dans les SiPMs.
- Evaluation de l'efficacité de chaque détecteur.

- les différentes combinaisons de trigger, réalisables à base des SiPMs ou PMTs.
- Étude du signal obtenu en fonction des différents points d'impact du faisceau sur le scintillateur.
- L'évaluation du nombre de photons convertis par le PTMs et SiPMs.
- Estimation de la qualité de couplage à l'aide du joint optique par rapport au couplage sans joint optique (couplage à air).
- Mesure du temps de vol et estimation de la résolution en temps pour les détecteurs à base de SiPM.

Enfin, les tests en faisceau permettaient de définir la forme, et les détecteurs à utiliser pour construire un trigger capable de faire fonctionner des détecteurs spatiaux.

6-7-2 les paramètres du faisceau et le matériel d'acquisition.

Le faisceau était constitué des électrons et ses paramètres étaient les suivants :

- ⊕ - Étendue d'énergie de l'électron (e^-): (25 - 750)MeV;
- ⊕ - Fréquence de répétition : 50Hz ;
- ⊕ - Durée de l'impulsion : (1 - 10) ns ;
- ⊕ - Nombre de particules par impulsion : 1 à 35 particules ;
- ⊕ - Fréquence maximale de l'électronique : 1Khz
- ⊕ - Courant permis : 10^3 particules /s ;
- ⊕ - Dimension minimale du faisceau : $\sigma_{xy} \sim 2\text{mm}$.

Le matériel d'acquisition était composé des instruments du "Nuclear Instrument Modules (NIM)" et du standard "Computer Automated Measurement And Control (CAMAC)".

Le logiciel de contrôle et d'acquisition était développé sur la base du "LabWindows™/CVI" de "National Instruments", un environnement qui, en plus du stockage et de l'analyse préliminaire, fournissait un histogramme brut des données récoltées et permettait ainsi un examen rapide, et une prise de décision quant à la modification ou non des paramètres de l'acquisition.

6-7-3 schémas de montage des expériences

Outre les expériences réalisées en vue de tester le montage et de fixer les paramètres du faisceau, plusieurs expériences majeures ont été réalisées, dont deux sont représentés sur la [figure 6-32](#) ci-dessous.

Le signal de déclenchement (trigger signal) de l'ADC (Analog-to-Digital Converters) était fourni par l'accélérateur.

Le signal de déclenchement (trigger signal) du TDC (Time-to-Digital Converters) était fourni par un signal de coïncidence issu de l'accélérateur et du PMT "Hamamatsu", Ha2.

L'établissement avait fourni un calorimètre qui permettait d'obtenir les informations sur la multiplicité des particules et sur la distribution en énergie du faisceau. Le signal de ce calorimètre était acquis avec un ADC dont la largeur du gate était fixée à 200 ns. ([Voir annexe 1](#)).

Ci-dessous le schéma de montage expérimental de deux des expériences qui ont été réalisés, (Figure 6-32) et une photo des détecteurs placés en face du faisceau.

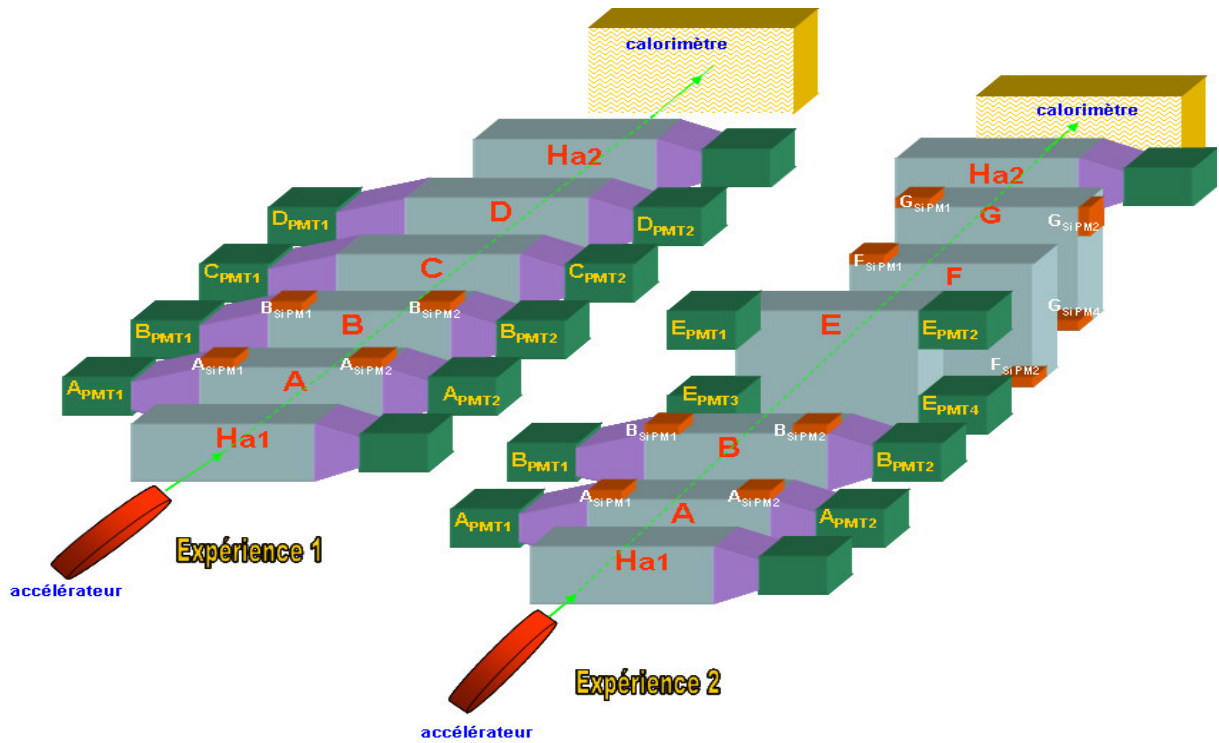


Figure 6-32: Schémas expérimentaux montrant les dispositions des détecteurs entre la sortie du faisceau et le calorimètre

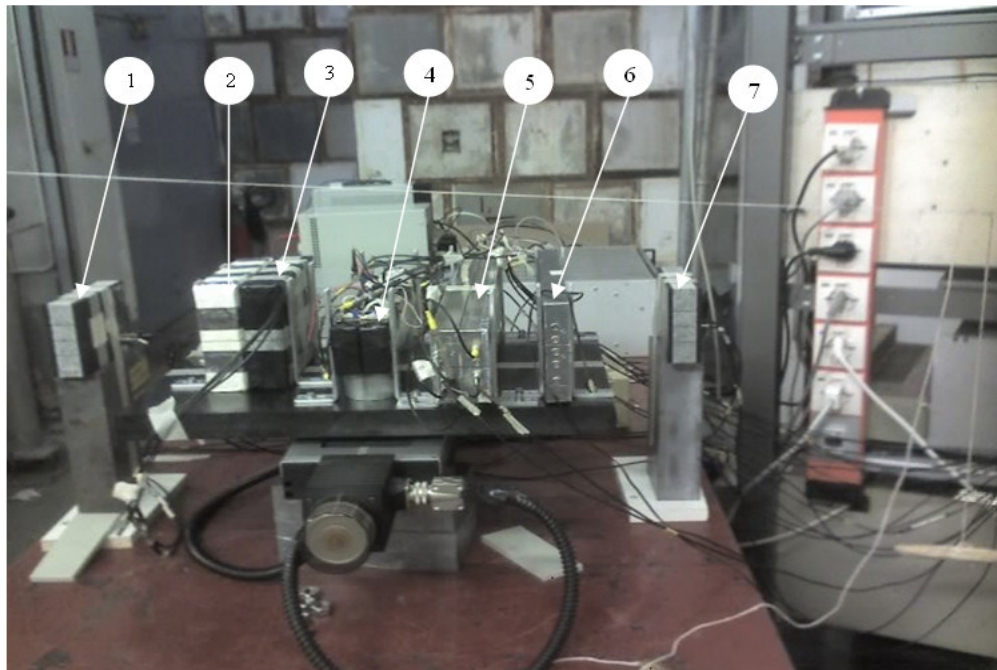


Figure 6-33: Une photo des détecteurs assemblés en face de la sortie du faisceau.
 1 ⇔ Ha1 ; 2 ⇔ A ; 3 ⇔ B ; 4 ⇔ E ; 5 ⇔ F ; 6 ⇔ G ; 7 ⇔ Ha2

6-7-4 Logiques d'acquisition.

Le schéma logique de l'acquisition est donné en annexe 1. Nous résumons dans le tableau 6-1 ci-dessous les logiques de connections et d'acquisition, pour l'expérience 1 et le tableau 6-2 indiquent les logiques de connexion de l'expérience 2. Pour augmenter la résolution en énergie, les signaux issus de plusieurs photomultiplicateurs de même type, montés sur le même scintillateur ont été sommés avant d'être envoyé soit à l'ADC, soit au discriminateur puis au TDC. Dans le tableau 6-1 ci-dessous, Les symboles + et \vee indiquent respectivement la somme analogique et la somme logique.

Canal	TDC	ADC1	ADC2	compteur
Gate ADC		Accélérateur (100ns)	Accélérateur (100ns)	
Start TDC	$H_{a2} \vee$ accélérateur			Trigger
0	$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$	$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$	calorimètre	$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$
1	$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$	$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$	Calorimètre atténué 1/10	$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$
2	$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$	$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$		$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$
3	$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$	$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$		$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$
4	$C_{PMT_1} + C_{PMT_2}$	$C_{PMT_1} + C_{PMT_2}$		$C_{PMT_1} + C_{PMT_2}$
5	$D_{PMT_1} + D_{PMT_2}$	$D_{PMT_1} + D_{PMT_2}$		$D_{PMT_1} + D_{PMT_2}$
6		$H_{a1} \vee H_{a2}$		

Tableau 6-1 Logique de l'acquisition de l'expérience 1 Les symboles + et \vee indiquent respectivement la somme analogique et la somme logique.

Canal	TDC	ADC1	ADC2	compteur
Gate (ADC)		Accélérateur (100ns)	Accélérateur (100ns)	
Start (TDC)	$H_{a2} \vee$ accélérateur			Trigger
0	$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$	$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$	calorimètre	$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$
1	$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$	$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$	Calorimètre atténué 1/10	$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$
2	$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$	$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$	ADC2	$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$
3	$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$	$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$		$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$
4	$F_{SiPM_1} + F_{SiPM_2}$			$F_{SiPM_1} + F_{SiPM_2}$
5	$G_{SiPM_1} + G_{SiPM_2} + G_{SiPM_3} + G_{SiPM_4}$	$G_{SiPM_1} + G_{SiPM_2} + G_{SiPM_3} + G_{SiPM_4}$		$G_{SiPM_1} + G_{SiPM_2} + G_{SiPM_3} + G_{SiPM_4}$
6		$H_{a1} \vee H_{a2}$		
7		$F_{SiPM_1} + F_{SiPM_2}$		

Tableau 6-2: Logique de l'acquisition de l'expérience 2 Les symboles + et \vee indiquent respectivement la somme analogique et la somme logique.

6-7-5 Notations.

Dans la suite de ce travail, nous adopterons les notations suivantes :

Détecteurs	notation
$A_{PMT_1} + A_{PMT_2}$	$A_{PMT_{(1+2)}}$
$A_{SiPM_1} + A_{SiPM_2}$ (SiPM 3x3)	$A_{SiPM_{(1+2)}}$
$B_{PMT_1} + B_{PMT_2}$	$B_{PMT_{(1+2)}}$
$B_{SiPM_1} + B_{SiPM_2}$ (SiPM 3x3)	$B_{SiPM_{(1+2)}}$
$C_{PMT_1} + C_{PMT_2}$	$C_{PMT_{(1+2)}}$
$D_{PMT_1} + D_{PMT_2}$	$D_{PMT_{(1+2)}}$
$E_{PMT_1} + E_{PMT_2} + E_{PMT_3} + E_{PMT_4}$	$E_{PMT_{(1\grave{a}4)}}$
$F_{SiPM_1} + F_{SiPM_2}$ (SiPM 5x5)	$F_{SiPM_{(1+2)}}$
$G_{SiPM_1} + G_{SiPM_2} + G_{SiPM_3} + G_{SiPM_4}$ (SiPM 3x3)	$G_{SiPM_{(1\grave{a}4)}}$
H_{SiPM} (SiPM 1x1)	H_{SiPM}
I_{SiPM} (SiPM 1x1)	I_{SiPM}

Tableau 6-3 : notations à adopter dans la suite du travail.

6-7-6 Calcul de l'efficacité des détecteurs

Pour étudier l'efficacité des détecteurs ^(a), nous avons utilisé le logiciel MATLAB, un logiciel capable d'évaluer l'efficacité de tout détecteur et toute combinaison de trigger. L'efficacité est calculée par rapport au calorimètre, et est définie comme le rapport des événements vrais du détecteur sur les événements vrais du calorimètre. Nous entendons par événements vrais, le reste de la totalité des événements enregistrés auquel on a enlevé le piédestal. Le calorimètre collecte toutes les particules qui traversent les détecteurs et absorbe toute leur énergie. On a ainsi facilement accès au spectre de l'énergie totale des particules qui ont traversées les détecteurs. La distribution de l'énergie de chaque détecteur est évaluée en relation avec chaque multiplicité du calorimètre (**Annexe 2**). Pour une multiplicité considérée, les données du détecteur à étudier sont filtré et la distribution en énergie du filtrat est analysé.

Voici un exemple de calcul fait sur le détecteur F : Le piédestal est soustrait de l'acquisition totale et les événements vrais sont utilisés pour le calcul de l'efficacité. S'en suit également un calcul du rapport signal sur bruit. Cette méthode permet une bonne évaluation de la qualité du signal par rapport au bruit, ainsi qu'un fit (ajustement) plus efficace conduisant à une meilleure appréciation de la résolution en énergie.

^a Dans le jargon de la détection, on dit vulgairement que l'efficacité indique " Ce que le calorimètre a vu et que le détecteur n'a pas vu".

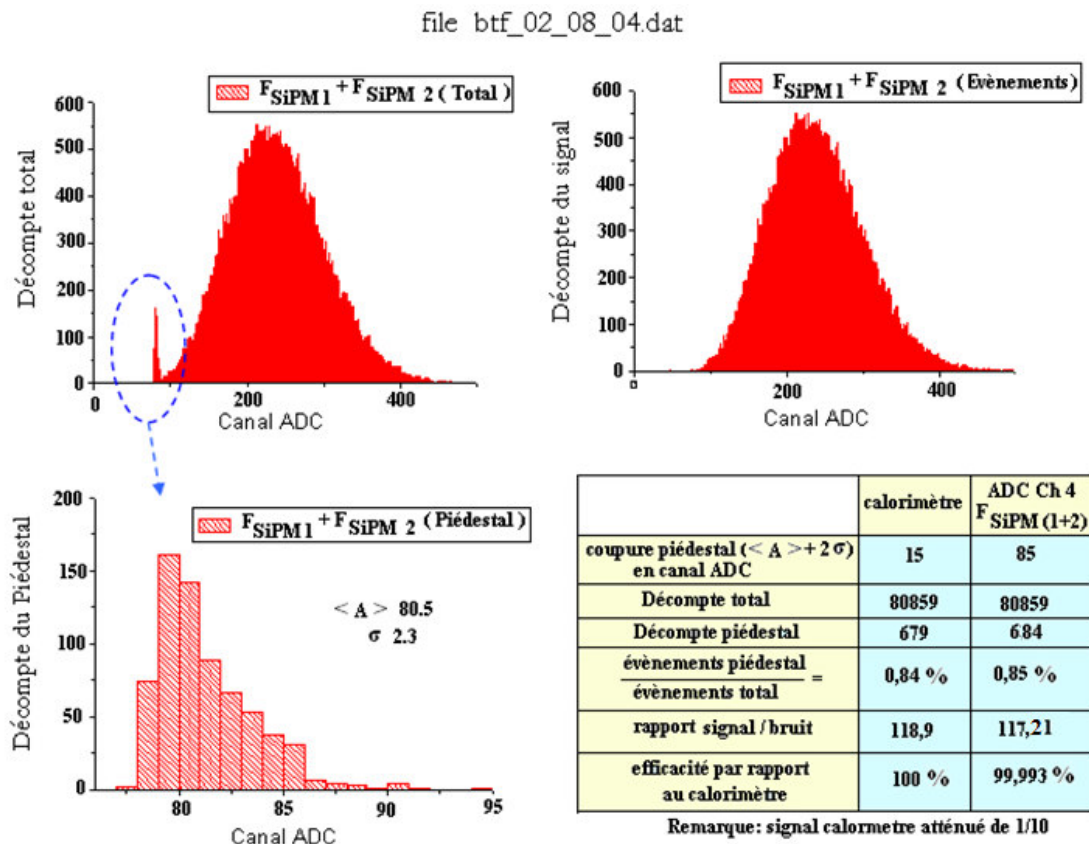


Figure 6-34 Exemple de l'évaluation qualitative du signal du détecteur F en termes de bruit et résolution d'énergie.

Le résultat des Calculs fait sur tous les détecteurs est présenté dans le [tableau 6-4](#) ci-dessous. Dans ce tableau figurent également le rapport signal sur bruit, et la déviation standard en canal d'ADC de la distribution du piédestal. Lorsqu'on veut réaliser un détecteur, ces deux paramètres permettent de choisir la géométrie et le système de lecture les plus appropriés.

Dans ce [tableau 6-4](#), on constate que :

- Les détecteurs $A_{PMT(1+2)}$, $B_{PMT(1+2)}$, $C_{PMT(1+2)}$, $D_{PMT(1+2)}$, présentent peu de bruit et une grande efficacité. La présence du joint optique dans les détecteurs $A_{PMT(1+2)}$ et $B_{PMT(1+2)}$ n'apporte pas de différences notable entre leurs résultats et ceux des détecteurs $C_{PMT(1+2)}$ et $D_{PMT(1+2)}$ qui n'en ont pas. D'autre part le fait d'avoir collé les SiPMs sur les détecteurs $A_{PMT(1+2)}$ et $B_{PMT(1+2)}$ semble ne pas avoir de conséquences sur leur comportement.

- L'efficacité des détecteurs $A_{SiPM(1+2)}$ et $B_{SiPM(1+2)}$ est inférieure à celle des détecteurs $A_{PMT(1+2)}$ et $B_{PMT(1+2)}$, en plus, le bruit des détecteurs $A_{SiPM(1+2)}$ et $B_{SiPM(1+2)}$ est très élevé par rapport au bruit des détecteurs $A_{PMT(1+2)}$ et $B_{PMT(1+2)}$.

Détecteurs	Efficacité (%)	Signal/bruit	σ piédestal
calorimètre	100,000	118,9	< 1
$A_{PMT(1+2)}$	99,993	117,2	< 1
$A_{SiPM(1+2)}$ (SiPM 3x3)	98,769	48,5	35,2
$B_{PMT(1+2)}$	99,993	117,2	< 1
$B_{SiPM(1+2)}$ (SiPM 3x3)	99,239	63,1	34,6
$C_{PMT(1+2)}$	99,994	117,6	< 1
$D_{PMT(1+2)}$	99,994	117,9	< 1
$E_{PMT(1\grave{a}4)}$	99,932	111,3	<1
$F_{SiPM(1+2)}$ (SiPM 5x5)	99,993	117,214	2,3
$G_{SiPM(1\grave{a}4)}$ (SiPM 3x3)	96,180	21,8	14,9
H_{SiPM} (SiPM 1x1)	99,555	83,6	91,7
I_{SiPM} (SiPM 1x1)	99,560	91,7	1,7

Tableau 6-4 : Résumé du calcul de l'efficacité de chaque détecteur

6-7-7 Calcul de l'efficacité de combinaisons de Trigger.

Nous avons imaginé des Triggers faits de combinaisons de photomultiplicateurs comme l'indique le tableau 6-5 ci-dessous. Nous avons calculé l'efficacité de chaque combinaison, la méthode de calcul étant similaire à celle utilisée pour le calcul de l'efficacité des détecteurs.

Trigger	efficacité
$A_{PMT(1+2)} + B_{PMT(1+2)}$	99,993
$A_{SiPM(1+2)} + B_{SiPM(1+2)}$	98,405
$C_{PMT(1+2)} + D_{PMT(1+2)}$	99,994
$H_{SiPM} + I_{SiPM}$	99,437

Tableau 6-5: Résumé de l'efficacité de quelques combinaisons possibles de Trigger

- Le résultat de l'efficacité du trigger, du système $A_{SiPM(1+2)} + B_{SiPM(1+2)}$ est faible par rapport au système $A_{PMT(1+2)} + B_{PMT(1+2)}$, et $C_{PMT(1+2)} + D_{PMT(1+2)}$.

6-7-8 Comparaison des résultats.

- En comparant les résultats du détecteur $E_{\text{PMT}_{(1\&4)}}$ à ceux des détecteurs $A_{\text{PMT}_{(1+2)}}$, $B_{\text{PMT}_{(1+2)}}$, $C_{\text{PMT}_{(1+2)}} + D_{\text{PMT}_{(1+2)}}$, et $D_{\text{PMT}_{(1+2)}}$, on constate que le détecteur $E_{\text{PMT}_{(1\&4)}}$ est moins performant que les quatre autres, puisque son bruit est plus élevé et son efficacité plus faible. Mais d'autres paramètres que nous verrons par la suite montreront que ce détecteur est la meilleure de toutes les configurations que nous avons étudiées. Par exemple, l'observation des spectres de la distribution de l'ADC, montre qu'il présente la meilleure séparation entre le piédestal et les événements pour une multiplicité du calorimètre correspondant à 1 MIP. Du point de vue optique, il s'avère que le fait de n'avoir pas utilisé le joint optique n'est pas un handicap. Mais pour une mission spatiale, il serait tout de même souhaitable d'utiliser le joint optique qui jouerait alors le rôle d'un coussinet contre les vibrations, et les chocs lors du vol. Lors du décollage de la navette, la structure du détecteur pourrait être soumise à une forte accélération, de l'ordre de 3g, et également à de fortes vibrations stochastiques pouvant générer d'importants dégâts si des mesures préalables ne sont pas prises.

- De toutes les configurations faisant intervenir le SiPM, le détecteur $F_{\text{SiPM}_{(1+2)}}$ est celui qui attire le plus notre attention. Car il présente une efficacité très élevée par rapport aux autres détecteurs utilisant le SiPM, et le meilleur ratio signal sur bruit. Mais il faut se rappeler comme on l'a vu au [paragraphe 6-6](#) que, du fait de sa grande superficie, les post impulsions et les bruits d'interférence entre pixel ("Optical crosstalk"), sont nombreux dans ce détecteur. Il reste néanmoins la meilleure configuration qui s'offre pour une éventuelle utilisation comme trigger pour un détecteur spatial. Ce pendant, la technique de déclenchement (trigger) basé uniquement sur les SiPMs dans l'espace est encore peu connue et mal maîtrisé, et le trigger d'un spectromètre de rayons cosmiques, uniquement fait de SiPM serait risqué. C'est pourquoi, l'utilisation comme trigger d'un système redondant fait du détecteur $E_{\text{PMT}_{(1\&4)}}$ et du détecteur $F_{\text{SiPM}_{(1+2)}}$ serait souhaitable pour éviter tout désagrément.

6-7-9 Résolution en énergie des détecteurs.

La résolution en énergie constitue un des critères de qualité d'un détecteur. Elle représente la précision avec laquelle ce détecteur mesure une énergie donnée. La distribution en énergie du détecteur donne un bel aperçu de sa réponse en énergie et permet d'apprécier la possibilité de faire des distinctions entre les différentes impulsions en énergie enregistrées par le détecteur. Un pic étroit par exemple sera synonyme d'un bon pouvoir de résolution. La méthode pratique la plus utilisée pour apprécier la résolution en énergie est la mesure de la largeur à mi hauteur (FWHM), de la fonction de réponse. En général elle est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie du photon. Nous avons voulu savoir comment se présentait la distribution en énergie de chaque détecteur, lorsque son scintillateur était traversé par un électron individuel du bouquet envoyé par l'accélérateur. Une fois de plus nous avons fait appel au calorimètre, qui nous offrait le spectre de l'énergie totale des particules qui ont traversées les détecteurs. Pour la multiplicité correspondant à l'électron individuel, nous avons filtré l'acquisition ADC de chaque détecteur, et dressé les spectres qui figurent en [Annexe 3](#). Nous avons

ensuite calculé pour chaque détecteur, la valeur moyenne du signal, et sa déviation standard, ainsi que la valeur moyenne du piédestal et sa déviation standard. Nous avons en outre calculé le nombre de photoélectrons issus de la conversion des photons reçus par le détecteur. Les résultats sont regroupés dans le [tableau 6-6](#) ci-dessous.

Détecteur	Valeur moyenne Signal $\langle A \rangle_{\text{signal}}$	Déviati on standard Signal σ_{signal}	Valeur moyenne piédestal $\langle A \rangle_{\text{piédestal}}$	Déviati on standard Piédestal $\sigma_{\text{piédestal}}$	Nombre de photoélectrons	Type de fit
$A_{\text{PMT}(1+2)}$	133,4	5,98	82,03	0,87	73,8	Landau
$A_{\text{SiPM}(1+2)}$ (SiPM 3x3)	94,17	11,9	78,18	9,45	4,9	Gauss
$B_{\text{PMT}(1+2)}$	136,0	5,82	87,42	0,79	69,7	Landau
$B_{\text{SiPM}(1+2)}$ (SiPM 3x3)	96,8	10,97	81,27	8,09	4,4	Gauss
$C_{\text{PMT}(1+2)}$	143,4	6,47	87,07	0,66	75,8	Landau
$D_{\text{PMT}(1+2)}$	138,7	6,87	83,53	0,62	65,1	Landau
$E_{\text{PMT}(1\&4)}$	188,1	6,98	100,7	0,70	156,8	Landau
$F_{\text{SiPM}(1+2)}$ (SiPM 5x5)	123,6	8,89	77,46	4,11	34,3	Landau
$G_{\text{SiPM}(1\&4)}$ (SiPM 3x3)	109,9	13,77	83,84	10,29	8,1	Gauss
H_{SiPM} (SiPM 1x1)	105,0	12,45	85,15	1,07	2,6	Gauss
I_{SiPM} (SiPM 1x1)	95,55	5,68	78,12	3,6	15,7	Gauss

Tableau 6-6: montrant le nombre de photoélectron récolté pour chaque détecteur

Le calcul du nombre de photoélectron est très important. Tout comme la valeur moyenne du signal, il nous renseigne sur la quantité de photon parvenu jusqu'au détecteur mais aussi sur l'énergie laissée par l'électron qui traverse le scintillateur. On sait que cette énergie se manifeste à la sortie du photomultiplicateur par une impulsion dont l'amplitude lui est proportionnelle. On en déduit donc que le nombre de photoélectron produit par photo-conversion sur le SiPM ou sur le PMT est aussi proportionnel à l'énergie laissé dans le scintillateur.

6-7-10 Variation du nombre de photoélectron en fonction de la tension d'alimentation des détecteurs.

Comme nous l'avons déjà signalé, le gain du SiPM est lié à sa tension d'alimentation. Nous avons donc procédé à l'égalisation des gains des photomultiplicateurs qui lisent le même scintillateur en choisissant pour chacun d'eux la tension adéquate, permettant qu'ils soient tous traversés par le même courant. Les données du [tableau 6-6](#). Ci-dessus ont été sélectionnées comme les meilleures d'un travail plus large qui a consisté à étudier la variation du nombre de photoélectron en fonction de la tension d'alimentation, et donc les résultats sont contenues dans le [tableau 6-7](#). Ci-dessous.

Tension	Détecteur	Valeur moyenne Signal $\langle A \rangle_{\text{signal}}$	Déviat ion standard Signal σ_{signal}	Valeur moyenne piédestal $\langle A \rangle_{\text{piédestal}}$	Déviat ion standard Piédestal $\sigma_{\text{piédestal}}$	Nombre de photoélectron s
U ₁	A _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	94.17	11.9	78.18	9.45	4.9
	B _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	96.82	11.04	81.27	8.09	4.3
	F _{SiPM (1+2) (SiPM 5x5)}	84.44	1.73	78.91	1.23	20.7
	G _{SiPM (1à4) (SiPM 3x3)}	109.9	13.32	83.78	9.91	8.6
U ₂	A _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	106.7	26.18	79.0	19.65	2.6
	B _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	110.2	21.05	81.46	16.19	4.6
	G _{SiPM (1à4) (SiPM 3x3)}	137.2	33.06	82.97	22.78	5.1
	F _{SiPM (1+2) (SiPM 5x5)}	102.0	4.78	78.67	2.67	34.6
U ₃	A _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	116.9	34.92	78.03	28.72	3.8
	B _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	126.0	37.36	80.89	26.8	3.0
	G _{SiPM (1à4) (SiPM 3x3)}	159.8	47.99	84.38	34.46	5.1
	F _{SiPM (1+2) (SiPM 5x5)}	113.2	6.50	78.11	3.21	38.5
U ₄	A _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	139.2	62.15	73.56	48.73	2.9
	B _{SiPM (1+2) (SiPM 3x3)}	140.5	55.36	79.96	39.41	2.4
	G _{SiPM (1à4) (SiPM 3x3)}	181.9	64.42	77.98	51.85	7.4
	F _{SiPM (1+2) (SiPM 5x5)}	123.5	7.91	78.01	4.09	45.1

Tableau 6-7: montrant pour chaque détecteur la variation du nombre de photoélectron en fonction de la tension d'alimentation. Les tensions U₁, U₂, U₃, U₄, sont spécifiques pour chaque photomultiplicateur et pour chaque détecteur.

6-7-11 Variation de la déviation standard du piédestal

Comme nous l'avons déjà vu, le bruit dans le SiPM est fonction de la tension d'alimentation. Ainsi, la valeur moyenne du piédestal varie en fonction de la tension d'alimentation et la déviation standard du piédestal devait en principe être une fonction linéaire de la valeur moyenne du pic du piédestal. Pour le vérifier, nous avons tracé la courbe de la valeur moyenne du piédestal en fonction de la déviation standard. Nous avons obtenu les résultats suivants :

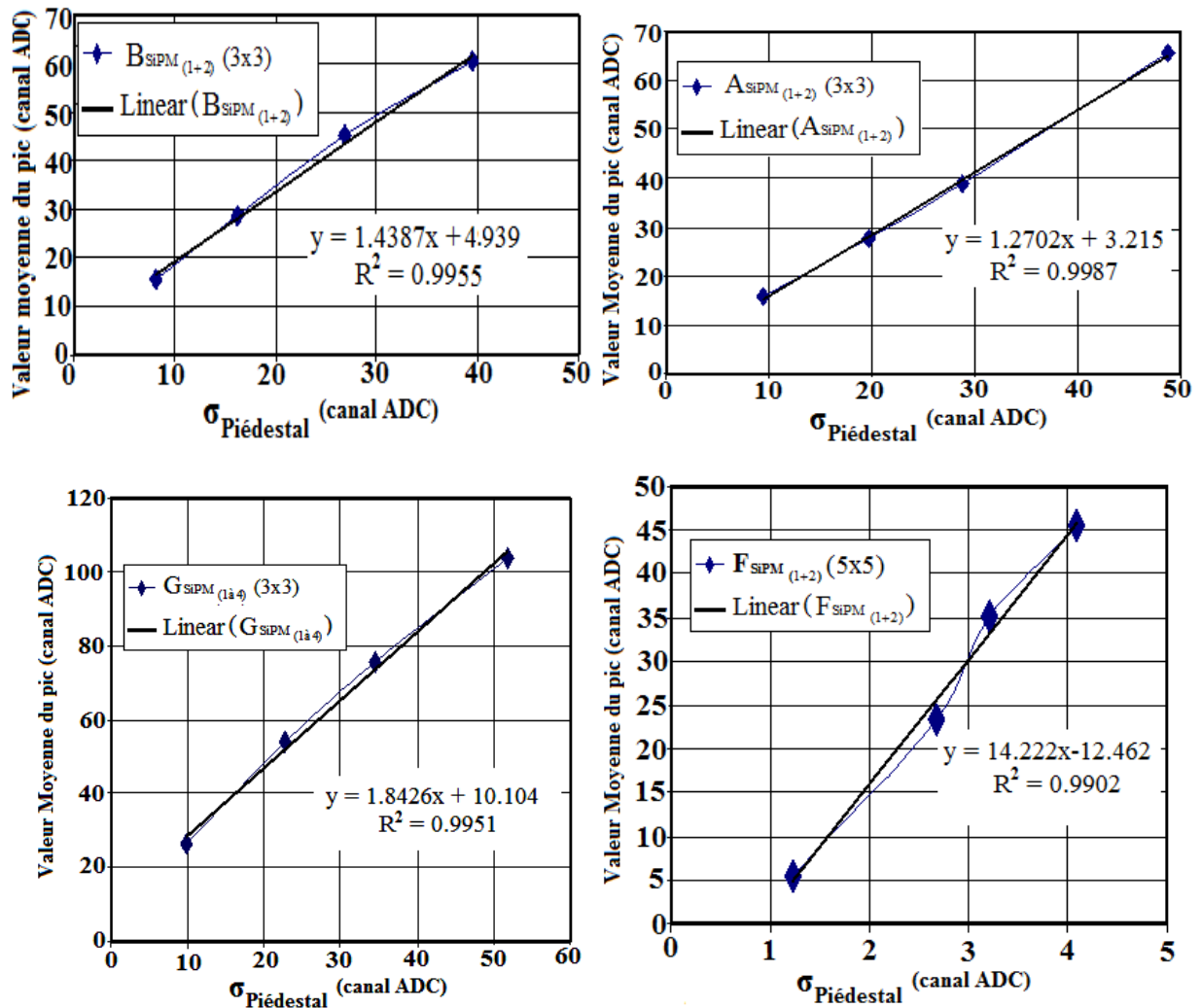


Figure 6-35 : la relation linéaire entre la valeur moyenne du piédestal et l'écart type des SiPMs

6-7-12 Linéarité de la réponse des détecteurs.

L'amplification des électrons permettent d'établir une loi de proportionnalité entre le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons recueillis à la sortie du photomultiplicateur. C'est ce que nous définissons par linéarité. Lorsque le nombre de photon qui arrive sur le SiPM approche sa dynamique, loi de proportionnalité ci-dessus n'est plus respectée. La linéarité est l'une des principales caractéristiques d'un détecteur, et le but de la mesure de la linéarité est d'évaluer l'intervalle pour lequel la réponse du photomultiplicateur reste linéaire et de le comparer à la dynamique. Nous avons donc voulu savoir jusqu'où nos détecteurs étaient linéaires. Sur la base des informations sur le nombre d'électron fourni par le calorimètre, nous avons calculé pour chaque détecteur la moyenne du pic de l'ADC et les résultats sont les suivants :

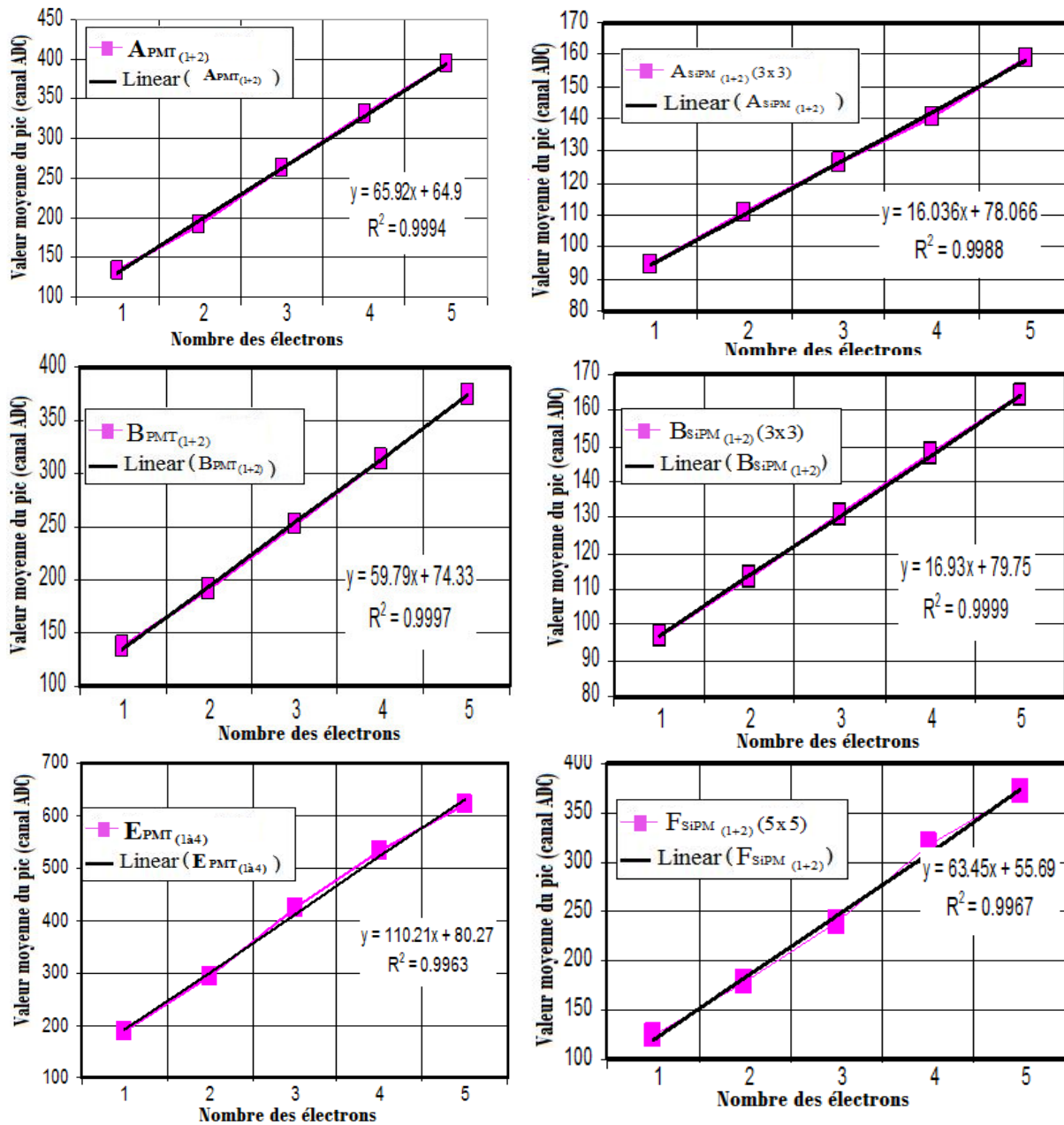


Figure 6-36 : Linéarité de la réponse des détecteurs

Au regard de ces résultats, nous pouvons admettre que nos détecteurs sont linéaires du moins jusqu'à 5 photoélectrons, bien que certaines des figures montrent que l'ajustement linéaire ne s'adapte pas très bien à l'interpolation qui a été faite.

L'établissement (Beam Test Facility) a accepté de nous offrir au maximum 35 électrons par bouquet. Un nombre qui ne nous permettait pas d'étudier la saturation des SiPMs. L'étude de la saturation de toutes les façons, est plus aisée sur un banc d'essais que pendant un test en faisceau.

6-7-13 Mesure de l'uniformité de la réponse du détecteur

Une part importante de notre travail a consisté à rechercher l'uniformité de la réponse de nos détecteurs :

Le protocole expérimental avait consisté à balayer la surface des détecteurs avec le faisceau d'électrons et de calculer pour chaque point la valeur moyenne de la distribution en énergie de la réponse des détecteurs.

Le balayage a été exécuté par pas de 30 millimètres dans la direction horizontale (axe X) et par pas de 12 millimètres suivant la verticale (axes-Y). Soit un total neuf points différents pour chaque détecteur. L'énergie du faisceau était de toujours de 500MeV pour une fréquence de sortie de 50Hz. Les détecteurs étaient placés sur un plateau mobile, entraîné par un moteur commandé via un ordinateur par un logiciel développé sur la base du "LabWindows™/CVI " de "National Instruments". Les mesures obtenues pour certains détecteurs sont consignées dans le [tableau 6-8](#) suivant :

Détecteur	X (position) →			
	Y (position) ↓	-30 (mm)	0	+30 (mm)
G_{SiPM} (1à4) Somme analogique	+12 (mm)	25,5	-	19,7
	0	21,4	26,2	25,0
	-12 (mm)	26,0	19,9	25,5
F_{SiPM} (1+2) Somme analogique	+12 (mm)	46,1		41,2
	0	43,1	47,1	42,9
	-12 (mm)	46,1	41,6	42,9
E_{PMT} (1à4) Somme analogique	+12 (mm)	88,6	-	85,7
	0	83,5	88,2	84,5
	-12 (mm)	87,3	86,1	86,8
E_{PMT} 1	+12 (mm)	98,7	-	88,9
	0	94,5	90,3	77,1
	-12 (mm)	92,1	97,3	91,4
E_{PMT} 2	+12 (mm)	103,7	-	77,7
	0	73,9	88,2	95,6
	-12 (mm)	91,0	82,1	101,4
E_{PMT} 3	+12 (mm)	53,9	-	60,0
	0	56,4	68,7	73,8
	-12 (mm)	64,6	58,7	65,5
E_{PMT} 4	+12 (mm)	169,6		186,7
	0	182,7	178,2	163,8
	-12 (mm)	175,8	176,0	162,1

Tableau 6-8: valeurs moyennes de la distribution en énergie de la réponse des détecteurs selon la position du faisceau

Des résultats du [tableau 6-8](#) ci-dessus il en ressort que :

- L'uniformité du détecteur **E_{PMT}** (1à4) est de ±2.7%
- L'uniformité du détecteur **G_{SiPM}** (1à4) est de ±6.5%
- L'uniformité du détecteur **F_{SiPM}** (1+2) est de ±14%

- L'uniformité de chacun des photomultiplicateurs E_{PMT_1} , E_{PMT_2} , E_{PMT_3} , E_{PMT_4} , constituant le détecteur $E_{PMT(1\grave{a}4)}$ ne dépasse pas 16% .

6-8 Solutions proposées.

Au regard des performances des détecteurs étudiés et des résultats que nous avons obtenus, nous pouvons admettre que :

✚ La meilleure solution parmi les détecteurs à basse de la technologie PMT est le détecteur $E_{PMT(1\grave{a}4)}$. Il a la meilleure séparation entre le piédestal et le pic, dans la distribution de l'ADC à un MIP ; Il a la meilleure uniformité de l'output ($\pm 2.7\%$) pour différents points de la surface sensible. Il a une très bonne fiabilité (il peut continuer à fonctionner au cas où trois des PMTs tombaient en panne. L'uniformité de l'output d'un PMT ne dépasse pas $\pm 16\%$). La structure mécanique de ce détecteur est optimale du point de vue des vibrations, des chocs et des autres conditions de vol dans l'espace. Il serait avantageux que le principal système de déclenchement d'un détecteur pour l'espace soit produit sur la base du détecteur $E_{PMT(1\grave{a}4)}$.

✚ La meilleure solution parmi les détecteurs basés sur la technologie SiPM est le détecteur $F_{SiPM(1+2)}$ (5x5 SiPM). Il serait souhaitable d'utiliser comme trigger secondaire, un système de déclenchement fabriqué sur la base du détecteur $F_{SiPM(1+2)}$ (5x5 SiPM).

Le schéma final que nous proposons comme trigger pour des prochaines générations de détecteur de particules pour l'espace est celui de la [figure 6-37](#). Il est de faible masse consomme peu d'énergie et est hautement fiable. Le principal déclencheur sera fourni par quatre SiPMs et le déclenchement de secours par 4 PMTs.

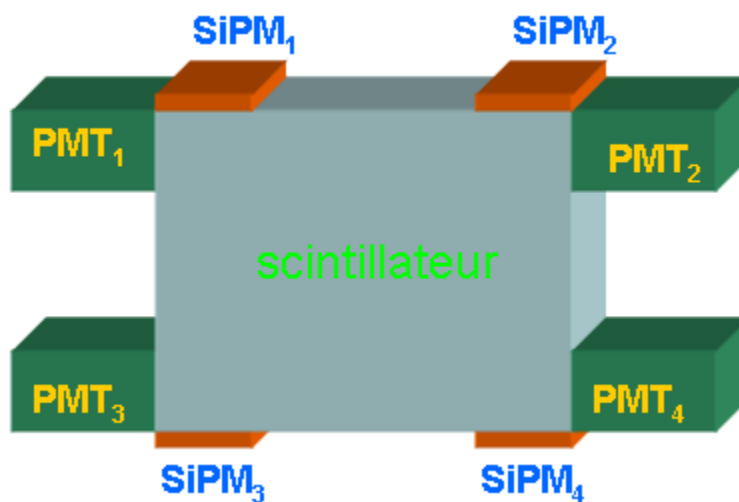


Figure 6-37 : schéma final du trigger proposé pour les prochaines générations de détecteur de particules pour l'espace.

6-9 Conclusion.

Notre projet consistait à étudier la faisabilité d'un trigger à base de SiPM, nous sommes arrivés à la conclusion que cela est possible. Nous avons proposé une solution qui à notre avis combine l'optimisation des contraintes technologiques et financières avec la fiabilité et l'efficacité et une longue durée de vie dans l'espace. Mais compte tenu du rôle crucial que joue un système de déclenchement dans un spectromètre de particules, et sachant que sa dégradation ou sa perte de performance peut sérieusement compromettre l'expérience entière, nous avons pensé qu'il serait souhaitable d'utiliser, le SiPM comme trigger principal dans les prochaines expériences pour l'espace, mais en leur adjoignant des PMTs pour palier à toute éventualité d'une défaillance des SiPMs. Nous avons proposé pour cela un modèle de trigger utilisant les SiPMs comme trigger principal et le PMTs comme système redondant. Par cette proposition, nous apportons une réponse à un souhait des expériences spatiales qui est celle de la redondance des équipements expérimentaux et nous offrons en même temps l'occasion de tester dans l'espace le comportement des SiPMs.

CHAPITRE 7

Réalisation d'un détecteur pour l'espace : le projet SiRad.

SiRad (Silicon Radiation) est une nouvelle expérience spatiale en cours de construction par le groupe WIZARD du département de physique de l'université de Rome « Tor Vergata », en collaboration avec l'institut national italien de la physique nucléaire (INFN). Ce dispositif est un spectromètre de rayonnements cosmiques qui sera envoyé à la Station Spatiale Internationale (ISS), pour étudier les radiations de l'environnement de la station.

SiRad est une expérience traditionnelle de physique de particules, il est conçu en tant que traqueur de particules capable d'effectuer des mesures de rayon cosmique de basse énergie, avec une résolution isotopique pour des éléments de $Z=2$ à $Z=26$ et d'énergie s'étendant entre 200 MeV/n et 30 GeV/n.

Son originalité est qu'elle exploitera les connaissances acquises lors des précédentes expérimentations spatiales, du groupe WIZARD, et emploiera une technologie moderne, pour mesurer avec une précision plus accrue la composition et l'énergie des rayons cosmiques galactiques, solaires, anormales et confinés. Elle permettra ainsi d'améliorer les résultats déjà connus dans cette gamme d'énergie et explorera probablement de nouvelles voies de la recherche. Cette expérimentation donnera l'occasion de tester le comportement dans l'espace de certains composants et certains dispositifs disponibles actuellement en vue de leur intégration future dans des expériences plus ambitieuses. Par exemple, il effectuera le test de performance d'un détecteur composé d'un scintillateur lu par un photomultiplicateur au silicium (SiPM).

L'identification de la charge et de la masse sera basée sur des mesures multiples de dE/dx et la mesure de l'énergie totale dans un empilement de détecteurs en silicium à micro-pistes. Il aura un facteur géométrique de $250 \text{ cm}^2\text{sr}$ pour des mesures d'isotopes. Dans ce travail nous présentons le détecteur SiRad, nous verrons à quelle phase de sa construction elle se trouve actuellement et nous terminerons par des essais déjà effectués sur cet appareil.

7-1 Le détecteur en silicium à micro-pistes.

7-1-1 Brève description du détecteur en silicium à micro-piste.

Un détecteur en silicium à micro-piste permet d'avoir une localisation discrète de l'impacte d'une particule. Pour réaliser un tel détecteur, on segmente une jonction pn en plusieurs éléments contigus.

La jonction pn est réalisée en implantant sur un substrat de type n quasi intrinsèque, une zone de type p fortement dopée. Le substrat est un cristal de silicium d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ (figure 7-1). Les implants p^+ sont des bandes et constituent les pistes. Sur un même substrat, on obtient donc plusieurs éléments de détecteurs. Une série de fines électrodes en aluminium sont imprimées sur les implants p^+ . Des tensions adéquates sont appliquées aux bornes de la jonction pour créer la zone déplétée sur presque toute l'épaisseur du cristal.

Pour mesurer la charge déposée par le passage d'une particule, on connecte le côté p (ou n) à un amplificateur qui produira un signal mesurable. Cependant il existe un courant de fuite entre les côtés p et n qui introduit du bruit dans l'amplificateur. Afin de découpler ce courant et d'isoler la source de tension de polarisation de l'électronique de lecture, le signal est généralement lu par couplage capacitif.

7-1-2 Caractéristiques des détecteurs en silicium à micro-pistes.

Lorsqu'une particule (au minimum d'ionisation) traverse le détecteur en silicium à micro-pistes, elle perd de l'énergie par ionisation, et crée en moyenne 80 paires électrons-trous par micromètre, le long de sa trajectoire [60]. Soit 24 000 paires électrons-trous pour un substrat de 300 μm . Sous l'action du champ électrique intense, les charges dérivent en quelques dizaines de nanosecondes vers la face arrière du substrat (zone n+ sur la Figure 7-1) et les pistes (zone p+ sur la Figure 7-1). C'est le déplacement de ces charges qui va induire un courant sur les pistes reliées à l'électronique de lecture.

Il n'existe pas de phénomène d'avalanche dans les détecteurs silicium comme c'est le cas pour les détecteurs SiPM. Au total, le nombre de charges collectées par les électrodes est plus faible dans le cas d'un détecteur silicium que dans le cas d'un détecteur SiPM. Pour fonctionner à pleine efficacité, on doit donc disposer d'une électronique bas bruit de fond, très onéreuse.

En 10 ns environ toutes les charges sont collectées sur les électrodes. Intrinsèquement, le silicium est donc un détecteur rapide.

La structure des électrodes peut être très fine, au pas de 20 μm par exemple. La présence d'électrons énergétiques, dits électrons delta, limite la précision sur la localisation de la particule incidente. Typiquement avec des pistes au pas de 25 μm , lues tous les 50 μm , la résolution est de l'ordre de 7 μm (en tenant compte des erreurs d'alignement).

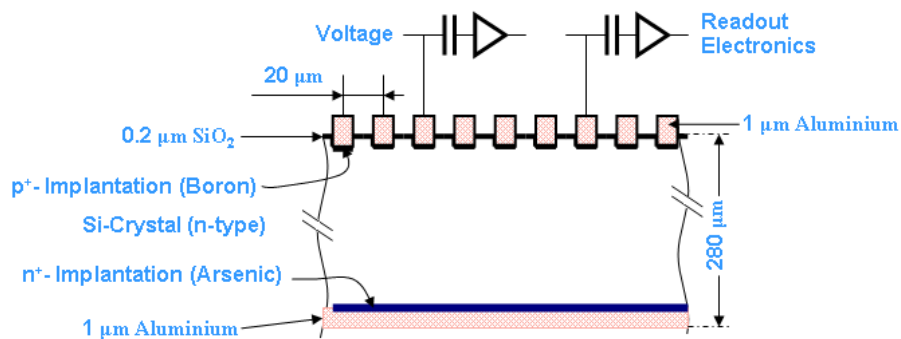


Figure 7-1 Schéma de principe d'un détecteur silicium à micro-pistes.

7-1-3 Lecture bidimensionnelle.

Trois méthodes sont possibles si l'on souhaite disposer d'une information bidimensionnelle sur le passage d'une particule.

1. La première solution est de coller deux détecteurs en silicium micro-pistes dont les pistes sont croisées, (deux détecteurs simple face).
2. Une autre solution repose sur l'impression d'un plan de pistes croisées sur l'autre face du substrat. Un tel dispositif est appelé détecteur en silicium micro-piste double face. Il souffre d'ambiguïtés à haut flux si plus d'une particule traverse le détecteur en même temps ^(a). L'avantage de cette configuration est une réduction de 20 % de la quantité de matière par rapport à deux détecteurs simples faces. C'est la solution qui a été adoptée pour SiRad. Voir [figure 7-9](#).
3. Enfin, dans le cas où le flux incident est très élevé il faut envisager de remplacer les pistes par des pixels. Les ambiguïtés sont levées au prix d'une augmentation du nombre de voies d'électronique.

7-2 Quelques considérations sur les précautions dans l'espace.

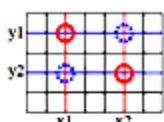
Avant de présenter l'appareil et ses différents composants, il est nécessaire de revoir les complications qu'un dispositif destiné à l'espace subit depuis son lancement jusqu'à sa mise en orbite. Ceci nous aidera à comprendre pourquoi certains choix ont été faits, au détriment d'autres solutions apparemment plus favorables.

Sûrement, chacun a vivement en mémoire les images des satellites portés en orbite par de puissantes fusées projetant derrière elle de fortes flammes. Ces machines produisent d'énormes quantités d'énergie. Lors du décollage, elles atteignent des accélérations plusieurs fois celle de la pesanteur et leur structure entière est secouée par d'énormes vibrations.

Pour survivre aux premières minutes exigées pour atteindre la position en orbite, tous les équipements doivent être construits pour résister à toutes ces sollicitations mécaniques. Puis, si tout se déroule sans problème, l'équipement sera ensuite exposé dans l'espace, dans un environnement hostile. Les équipements électroniques pourront subir, non seulement des défaillances dues au vieillissement normal des composants, mais aussi des dégradations provoquées par le milieu dans lequel ils sont placés.

- Les variations externes de température entre la face exposée au soleil, et celle qui lui est opposée, peuvent atteindre des centaines de degrés. Ces variations de température peuvent affecter le fonctionnement des équipements si aucune précaution n'est prise, non seulement pour uniformiser la température sur la face extérieure, mais aussi et surtout pour protéger les équipements intérieurs, (en utilisation un bouclier thermique par exemple).

- L'interaction des particules rencontrées dans cet environnement radiatif avec les composants électroniques pourront induire des défaillances pouvant perturber le fonctionnement de ceux-ci, voire conduire à leur destruction.

(a)  Si deux particules (points rouges) de coordonnées (x_1, y_1) et (x_2, y_2) traversent simultanément le détecteur. Les coordonnées (x, y) ne permettent pas de savoir si les particules sont passées en (x_1, y_1) et (x_2, y_2) ou en (x_1, y_2) et (x_2, y_1) . Cela peut créer de faux impacts (points bleus) et donc une mauvaise reconstruction. Le nombre d'ambiguïtés est principalement lié au recouvrement des aires définies par une piste d'une face et les pistes homologues de l'autre face.

Si les problèmes dus aux contraintes mécaniques et aux variations de températures peuvent être résolus par des méthodes de la mécanique classique, Il n'en est malheureusement pas le cas pour les effets que les rayons cosmiques infligent aux dispositifs électroniques et dont la gravité dépend du type de rayonnement incident, du type de circuit, et sa technologie de conception (bipolaire, CMOS, ...). Ces effets peuvent être classés en trois catégories [61] :

- Ceux produits par une particule unique, interagissant avec les parties actives du dispositif. Ils sont appelé effets singuliers et sont regroupés sous le sigle SEP (Single Event Phenomena). Ils se manifestent par un dépôt local d'énergie dû à l'ionisation (création de paires électron-trou), tout au long du parcours d'un ion lourd fortement énergétique ou des protons énergétiques.

- Ceux dues à l'effet de dose cumulée ou (total ionizing dose, TID) qui est un effet principalement dû, aux particules légères faiblement énergétiques et qui se caractérise par une accumulation de charges au niveau des oxydes et des interfaces dans les composants.

- Les effets de déplacement qui comme le nom l'implique vont engendrer des déplacements d'atome dans le réseau cristallin des composants.

À la catégorie de SEP appartiennent, les défauts transitoires ou erreurs logicielles SEU (Single Event Upset) et les dégradations permanentes ou erreurs matérielles SEL (Single Event Latchup ^(a)).

1) Le phénomène de SEU correspond au changement d'état logique d'un point mémoire suite au passage d'une particule unique. Ce changement accidentel de niveau logique dans une mémoire est réversible (le point mémoire pourra être corrigé par le processus normal d'écriture) et ne conduit pas à la destruction du composant. De manière générale, tout composant électronique possédant des points de mémorisation est sensible au SEU. La probabilité de l'occurrence de SEU peut être considérablement réduite, par l'utilisation des circuits intégrés individualisés (full custom integrated circuits) ou les circuits logiques programmables comme les FPGAs ^(b).

2) Le phénomène de SEL est très connu. Il est dû à la mise en conduction involontaire d'une succession de jonctions PNP formant un thyristor parasite entre l'alimentation et la masse. Le déclenchement de thyristor parasite provoque un court-circuit entre l'alimentation et la masse du circuit intégré qui peut être destructif. Ce phénomène s'avère très gênant dans les circuits à faible tension d'alimentation et à faible consommation. Une solution pour éviter le « latchup » est de construire les IC sur un substrat isolant tel que le bioxyde de saphir ou de silicium. Cette technique est très chère et est employée seulement quand aucune autre méthode plus simple ne peut être adoptée.

Les effets cumulatifs dus à l'ionisation continue des matériaux semi-conducteurs des circuits intégrés, se manifestent aussi de différentes manières :

- a) Les trous emprisonnés dans les transistors MOS changent les tensions de seuil du dispositif, modifiant ainsi le point de fonctionnement effectif du circuit.

^a Latchup est un terme employé dans en électronique, des circuits intégrés (puces) pour décrire un type particulier de court-circuit qui peut se produire dans un circuit incorrectement conçu

^b **FPGA** (*field-programmable gate array*, ⇔ réseau de portes programmables)

- b) Le niveau d'énergie introduit dans la bande interdite (gap), à l'interface Si-SiO₂, augmente le bruit du transistor.

Ces effets ne peuvent pas être évités : ils peuvent seulement être minimisés par blindage (protection par une feuille d'aluminium) et par l'utilisation de technologies appropriées (dites durcies) et onéreuses. Notons que les effets de TID sont moins graves car la taille des transistors étant petite, l'épaisseur d'oxyde est plus petite et peu de trous peuvent être emprisonnés. Ce pendant, plus le transistor est petit, plus la probabilité de l'apparition d'un SEP est grande. Ainsi il n'est pas possible de réduire au minimum tous les effets.

A notre connaissance, il y a très peu de composants qui peuvent résister aux radiations et qui sont actuellement vendus sur le marché. De plus ils coûtent chers, ils sont lents, et consomment beaucoup d'énergie. Par conséquent la collaboration WIZARD a décidé de se fier aux composants qui ont été déjà testés lors des précédentes expériences spatiales. Les simulations faites avec l'expérience PAMELA ont prouvé que dans l'environnement de l'espace, toute la dose prévue à l'intérieur du conteneur de PAMELA est environ 1 krad^(a) : cela signifie que, si on emploie un conteneur ayant les mêmes caractéristiques que le conteneur de PAMELA, on peut s'attendre au même résultat. De toute façon, les composants les plus importants utilisés pour SiRad ont été employés dans PAMELA (comme le chip CR 1.4), et l'ensemble de dispositifs a été testé avec succès jusqu'à 30 krad.

7-3 Description de l'appareil.

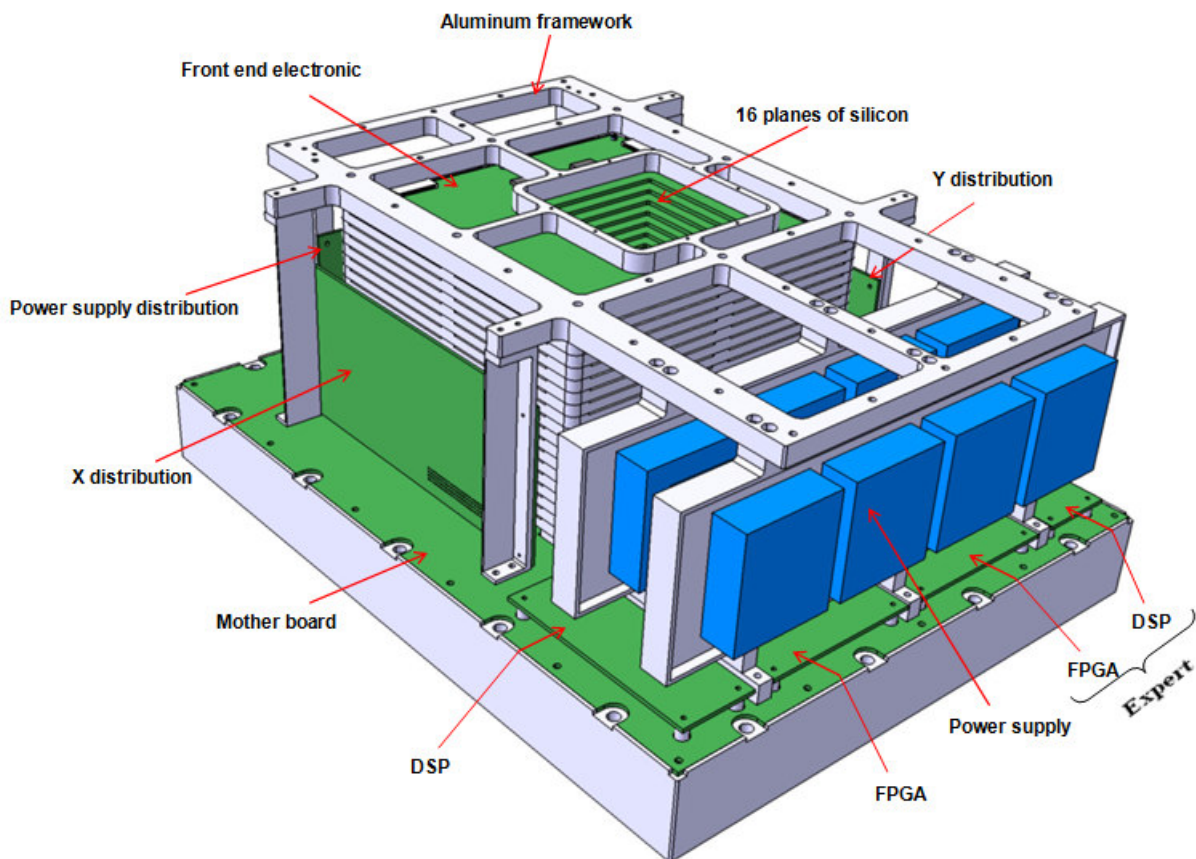


Figure 7-2 la charpente de SiRad (base: 300cm x 380cm)

^a Le rad (symbole rd) est une ancienne unité de mesure de la dose de radiation absorbée : 1 rad = 10⁻² Gy (voir § 3-2)

L'équipement de SIRAD se compose de :

- 16 plans de détecteur en silicium double face appelé " télescopes ". Chaque plan se compose de 32 bandes (ou pistes) dans la direction X et de 32 bandes dans la direction Y, ce qui donne un total de $16 \times 2 \times 32 = 1024$ bandes (ou pistes).
- Le système de déclenchement (trigger) est formé de 2 détecteurs, chaque détecteur est composé d'un scintillateur lu par 8 photomultiplicateurs, dont 4 PMTs et 4 SiPM.
- L'électronique Frontal du télescope. (The front-end electronic of telescope)
- L'électronique Frontal du système de déclenchement. (The front-end electronic of the trigger system)
- L'électronique de lecture. (The read-out electronic).
- L'unité centrale de traitement à bord. (The onboard CPU).
- L'unité centrale de traitement externe. (The external CPU).
- L'unité d'alimentation en énergie. (The power supply).

Le projet complet est montré sur le [schéma 7-2](#) ci-dessous.

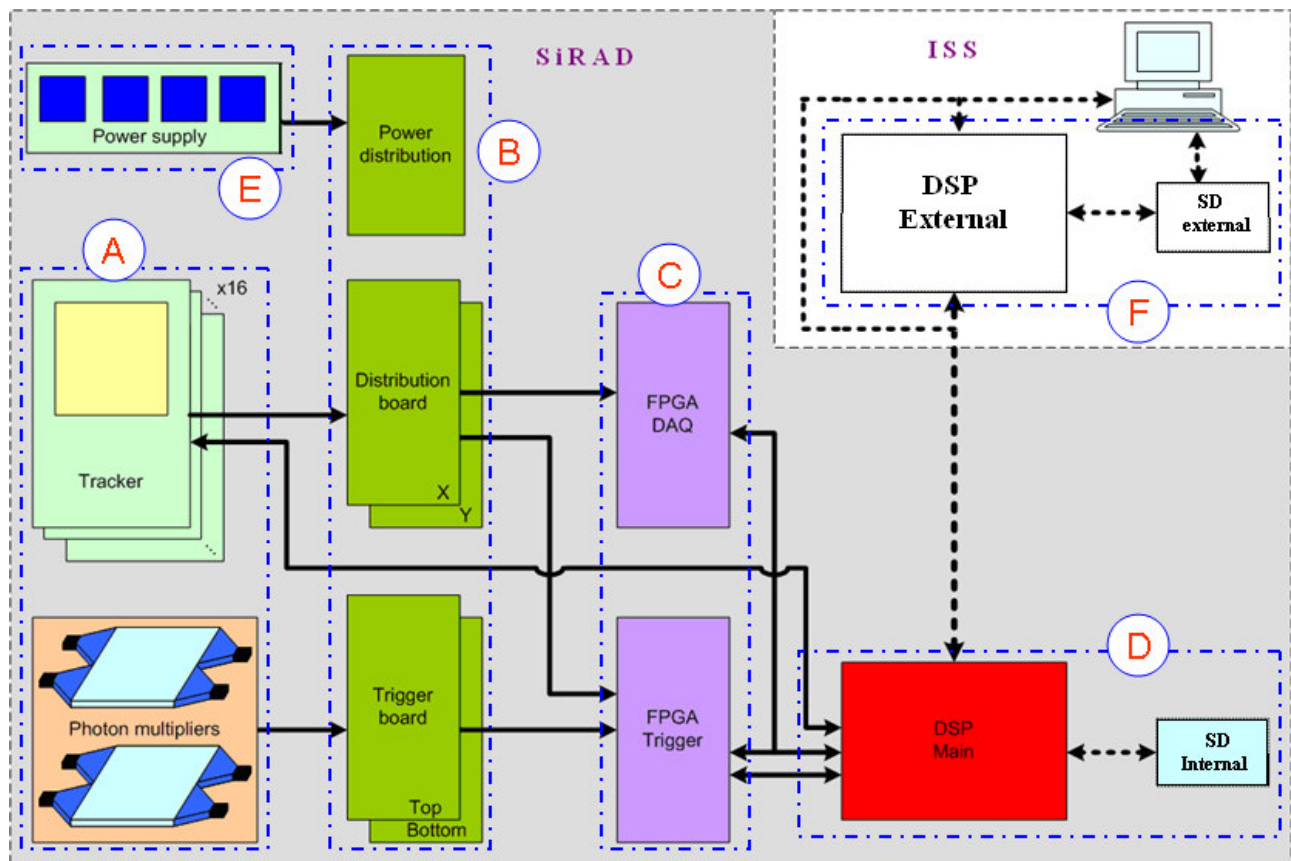


Figure 7-3 Le schéma en bloc de SiRad.

L'ensemble des équipements est divisé en deux parties :

- La première partie (partie grise sur la [figure 7-3](#)) est constituée des 16 plans du " télescopes", du système de déclenchement (les deux détecteurs), l'alimentation en énergie, toute la partie de l'électronique frontale, les cartes de distribution des signaux, l'électronique de lecture, l'unité centrale de traitement à bord, et la mémoire interne de stockage. Cette partie sera placée à l'extérieur de la station spatiale internationale dans un conteneur.

- La deuxième partie (partie blanche sur la [figure 7-3](#)) sera constituée par l'unité centrale de traitement externe, la mémoire externe de stockage, et le module de communication avec l'ISS et les astronautes. Cette partie sera placée à l'intérieur de la station spatiale internationale.

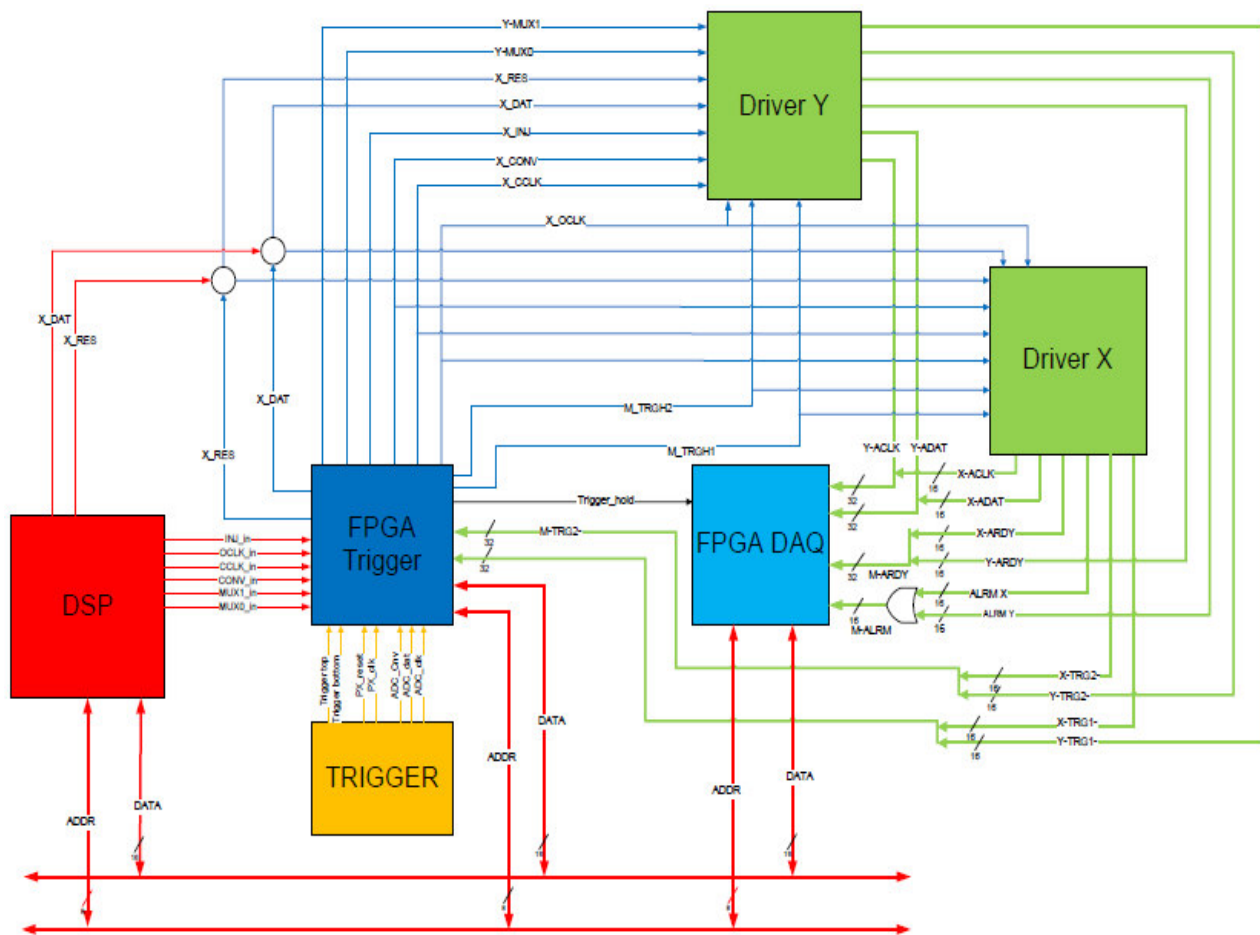


Figure 7-4 raccords entre les sections B, C, et D.

Nous pouvons diviser l'appareil entier en 6 sections. Chacune avec des tâches bien précises :

- **La section A :**

Sa tâche est de révéler le signal du rayon cosmique, de traiter le signal, et de le convertir en un format transmissible, prêt à être lu par **la section C**. Elle contient le télescope, le trigger, l'ADC, le CR-1.4, la mémoire des événements, la logique du déclenchement et les pilotes du bus de sortie. Nous verrons plus en détail la **section A** au [paragraphe 7-4](#).

- **La section B :**

La section B est formée par les cartes de distribution (distribution board) et les cartes de déclenchement (Trigger board). La tâche des cartes de distribution est simplement de répartir tous les signaux entre le front-end du télescope et le FPGA, ou de répartir l'alimentation électrique entre les diverses sections du dispositif. La tâche du "Trigger board" est de discriminer ^(a) les signaux des photomultiplicateurs qui seront ensuite utilisés le trigger du FPGA.

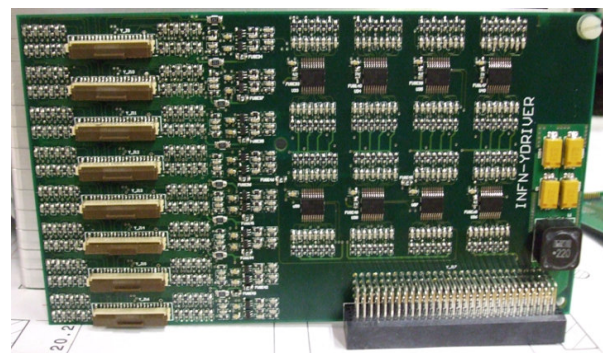
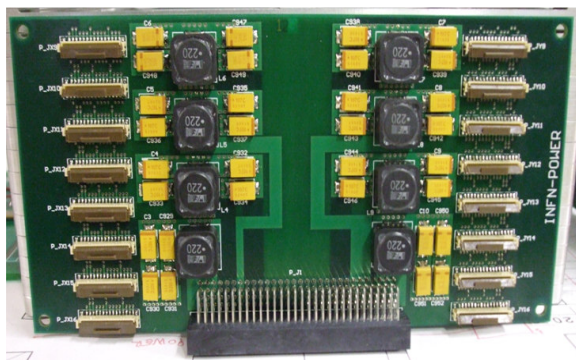


Figure 7-5 (A gauche) carte de distribution de l'alimentation

Figure 7-6 (A droite) carte de distribution des pilotes des bandes X

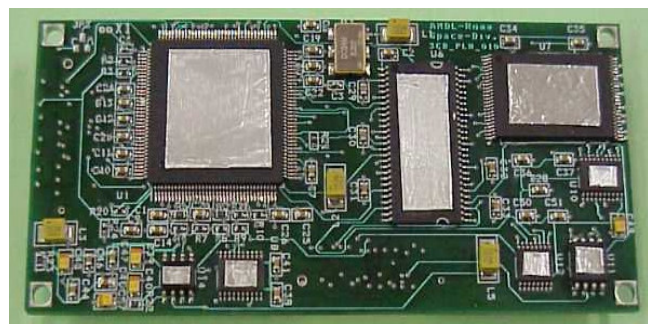
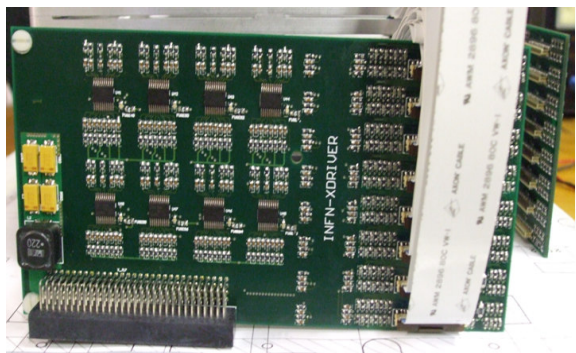


Figure 7-7 (A gauche) carte de distribution des pilotes des bandes Y

Figure 7-8 (A droite) FPGA DAQ

^a Discriminer : Comparer à tout moment une variable à sa valeur de référence, de manière à faire apparaître les écarts.

■ La section C :

Le cœur de la **section C** est formé par deux FPGA (*field-programmable gate array* ou "réseaux logiques programmables"). Le FPGA DAQ (*data acquisition*), et le FPGA trigger.

Un FPGA est un composant VLSI ^(a) entièrement reconfigurables ce qui permet de les reprogrammer à volonté. À la différence d'un réseau de portes logiques ordinaires, qui a une fonction fixe, un FPGA a une fonction non définie au moment de sa fabrication. La programmation est faite par le client, pas par le fabricant. Les FPGAs sont habituellement programmés après avoir été soudé sur la carte. Dans les FPGAs la configuration est volatile, et doit être rechargée à partir d'un autre dispositif toutes les fois après la mise en marche du dispositif, ou lorsqu'une fonctionnalité est exigée. La configuration est typiquement stockée dans un EEPROM ^(b), (typiquement via JTAG ^(c)). Dans le FPGA il y a un multiplexeur ou MUX. C'est un circuit qui choisi parmi les signaux à l'entrées certains qu'il converge vers une seule sortie. Il possède donc une sortie et N entrées, auxquelles s'ajoutent d'autres entrées permettant de choisir les entrées à envoyer à la sortie.

- **FPGA DAQ** : Le FPGA DAQ board (*PGA actel 80kGate 208 pin*), (figure 7-8), stocke temporairement les données et multiplexe ces données à partir de l'ADC et les conduit vers la carte de distribution. Il contient également les 16 signaux d'alarme qui doivent être conduit vers le DSP ^(d) (Digital Signal Processor). La logique est complètement passive et répond seulement aux données adressées par le DSP.

- **FPGA trigger** : La carte a un total de 77 lignes d'entrées de trigger :
 - 64 lignes de trigger du télescope. Chaque détecteur au silicium a deux lignes séparées de trigger.
 - 12 lignes de trigger carte/photomultiplicateurs.
 - 1 ligne de trigger (injection) provenant du DSP. Utilisé pour déclencher le piédestal/calibrage ou l'acquisition du "housekeeping" ^(e)
 - Il commande le signal de "Hold" pour les ADC et envoie un signal d'interruption au DSP quand il détecte une configuration valide du trigger.
 - Il a deux signaux de "Hold" pour la lecture courante et deux registres de décalage (shift registers) correspondants.
 - Il a une interface avec une horloge à temps réel.

^a VLSI : Very Large Scale Integration : circuits intégrés à très haut niveau d'intégration. Typiquement, on estime qu'un circuit intégré VLSI comprend entre 10.000 et 99.999 portes. Ce pendant, on utilise aussi cette appellation pour les circuits intégrés comprenant un nombre de portes plus élevé.

^b L'EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory) est une **mémoire morte** programmable et effaçable par l'utilisateur.

^c Le test JTAG (Joint Test Action Group) ou Boundary-Scan, est une méthode de test des interconnexions sur les circuits imprimés directement implantés au niveau des composants intégrés.

^d Un DSP est un processeur dont l'architecture est optimisée pour effectuer des calculs complexes en un coup d'horloge, mais aussi pour accéder très facilement à un grand nombre d'entrées-sorties (numériques ou analogiques).

^e Le "Housekeeping data" donne des informations au sujet de l'appareil, sa température, la tension, le courant, la pression, sa sécurité générale, les parties au repos ou en panne et celles qui travaillent. Ces données sont souvent utilisées par le personnel au sol pour s'assurer du bon fonctionnement de l'appareil.

- Il est relié au même bus de 16 bits avec 8 bit d'adresse comme le FPGA DAQ pour toutes les transmissions de données avec le DSP.

■ **La section D :**

Le noyau de la **section D** est formé par un microprocesseur ; le DSP ^(c). C'est un microprocesseur spécialisé conçu spécifiquement pour le traitement numérique du signal, (filtrage, extraction des signaux, etc.), généralement il effectue le calcul en temps réel.

- DSP main : L'unité de manipulation de données du projet. Pour la communication il emploie :
 - ⇒ Vers les deux cartes FPGA il utilise un bus parallèle de 16 bit avec 7 bit d'adresse.
 - ⇒ Pour commander le calibrage de toute les acquisitions de données, et une partie du "housekeeping", 10 lignes venant de la porte série (PS2) et le bus universel I/O (GPIO ^(a)) sont utilisés.
 - ⇒ L'interface d'I²C est employée pour l'interface ADC - "housekeeping".
 - ⇒ Vers la mémoire de masse on utilise le bus série mise en place sur le DSP (SP0) pour communiquer avec le DSP qui est à l'intérieur de l'ISS. Une autre option est d'employer SP0 à travers un pont pour communiquer avec l'unité centrale de traitement de l'ISS.

La fonction des broches du DSP est montrée sur la [figure 7-13](#)

■ **La section E :**

La section E a une fonction d'alimentation en énergie des divers sous-systèmes du spectromètre. Il sera utilisé pour convertir l'alimentation électrique venant de la ISS en des tensions adaptées aux activités de chaque section. La tension primaire viendra des panneaux solaires par l'ISS, et c'est une tension nominale de 27 V (entre 24 et 34 V). À partir de cette tension, la section E fournira cinq tensions différentes et totalement indépendantes, deux pour la partie analogique (+6V, -6V), une pour le numérique (+5V), une pour le PMTs et une pour le SiPM. Cette partie doit également se charger de découpler toutes les perturbations éventuelles existant sur la ligne primaire.

La mise sous tension de la section E qui signifie également la mise en marche de SiRad, sera réalisée par l'astronaute.

Pour des raisons de redondance, il y a deux systèmes indépendants d'alimentation en énergie, qui peuvent être également choisis par l'astronaute.

L'état de la section E pendant le vol sera surveillé par 8 signaux (4 pour chacun des systèmes d'alimentation), qui contrôlent les courants et les températures à l'intérieur de l'appareil.

Les courants d'alimentation de tous les circuits intégrés sont surveillés par les circuits de détection de "latchup" qui produisent des signaux d'alarme quand il y a un appel anormal du courant.

^a GPIO = general purpose I/O (bus universel entrée/ sortie)

■ La section F :

La **section F** représente la dernière étape du traitement des données de SiRad avant que les enregistrements ne soient envoyés sur la terre par l'astronaute. Elle se compose d'une carte DSP.

Les fonctions de la section F sont les suivantes :

- Recevoir des données en provenance de la section de D ;
- Recoder les données de la section de D dans un format compatible avec l'information de la télémétrie et ajouter du temps UT (Universal Time) à chaque événement ;
- Recevoir les télécommandes en provenance de l'ISS destinées à la section D ;
- Livrer des données finales à l'ISS.
- Après deux livraisons, des données au sol, elles seront supprimées de la mémoire de la section de F.

7-4 Description de la section A.

La section A contient le télescope et toute l'électronique nécessaire pour convertir les signaux en données numériques et les envoyer à l'ordinateur de bord qu'est le DSP main de la section D, en passant par la section de B et la section de C.

■ Le Télescope :

Les énergies perdues par les particules et qui seront détectées dans SiRad seront mesurées par le « télescope ». Il est composé d'un empilement de 16 plans. Chaque plan a un détecteur en silicium double face, de surface totale $80 \times 80 \text{ mm}^2$.

Chaque face possède 32 bandes chacune relié au plan. Le plan est en même temps la carte électronique où sont montés les circuits intégrés de l'électronique frontale de lecture.

Chaque plan est entouré par un cadre en aluminium de 1.5 millimètre d'épaisseur.

Les pistes des deux faces sont orthogonales afin de mesurer les coordonnées (X, Y), de la particule détectée.

L'épaisseur de chaque détecteur est le $380 \text{ }\mu\text{m}$, pour une épaisseur totale de 6,080 millimètres de silicium pour le télescope entier.

L'épaisseur de $380 \text{ }\mu\text{m}$ a été choisie comme le meilleur compromis entre la capacitance de la jonction que nous souhaitons qu'elle soit petite, et le courant de fuite généré par unité de volume que nous souhaitons également qu'il soit faible.

Lorsqu'une particule chargée au minimum d'ionisation, MIP, traverse un matériel avec une impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$, elle a une perte d'énergie, dont la valeur minimale dépend de la nature du matériel et non de la nature de la particule. Dans le détecteur, une particule au minimum d'ionisation libère 30400 paires d'électron-trous dans $380 \text{ }\mu\text{m}$ de silicium. Cette valeur correspond à la valeur la plus probable de la distribution de Landau pour la perte d'énergie dans $380 \text{ }\mu\text{m}$ du silicium.

Prenant en considération la limite de saturation de notre chaîne de l'électronique, nous avons placé à 2750 MIPs de 30400 électrons, la gamme de l'acquisition, avec une fluctuation de 10%. Vu en termes d'énergie, l'énergie la plus probable qu'un proton au minimum d'ionisation (ayant une énergie cinétique de 2 GeV) peut perdre dans le 380 μm de silicium est 105 keV.

La construction d'une électronique sensible à des signaux si faibles, avec un temps de réponse de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de ns exige l'utilisation des circuits avec une consommation de puissance élevée, peu convenable pour l'espace, où toute les consommations doivent être réduites autant que possible. Une consommation excessive devrait être absolument évitée, pour limiter également les coûts et la difficulté d'absorber l'excès de la chaleur par l'ISS. Pour cette expérience, des circuits électroniques particulières, ont été construit, ayant des amplificateurs intégrés ayant des temps de réponse approximatives de 4 μs de la façon à pouvoir maintenir la consommation à moins de 15 mW/ canal et de bruit en-dessous de 2500 électrons.

Les 16 plans du "télescope" sont empilés verticalement, l'un au dessus de l'autre et fixés aux quatre coins de la charpente du dispositif par quatre vis verticales, Ils forment ainsi le cadre du télescope. La distance inter-plan est de 1.4 cm. Les 16 plans sont modulaires, de sorte que mécaniquement et électroniquement ils sont interchangeables. Ceci permet des modifications rapides en cas de besoin.

L'ensemble SiRad sera mis dans un container sous vide, et sera placé à l'extérieur de l'ISS. Sur les côtés du cadre du télescope sont fixés les cartes électroniques de distribution représentés dans la section de B (dédiées, l'une à l'alimentation en énergie, l'autre aux photomultiplicateurs et le troisième au télescope).

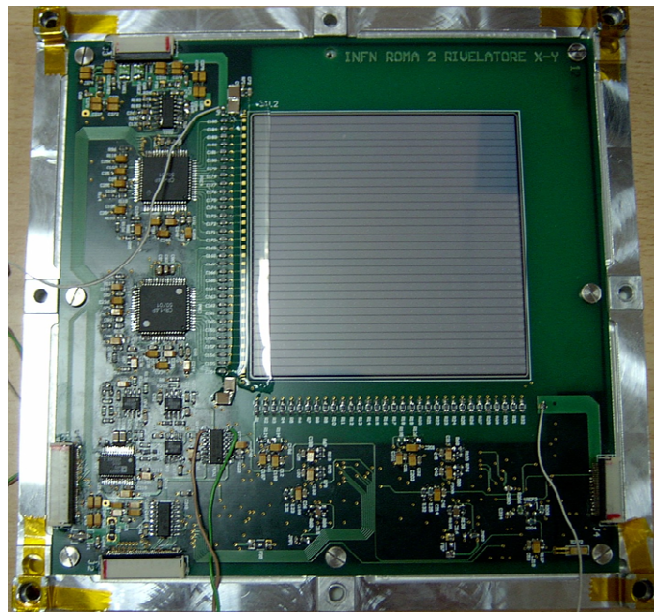


Figure 7-9 Un plan du télescope de SiRad, avec en son centre un détecteur en silicium à micro-pistes et autour l'électronique frontale.

- **Le Système de déclenchement :**

Le système de self-trigger du CR-1.4 est loin de celui qui est exigée par le "télescope" de SiRad : il a un bruit intrinsèque élevé, ce qui place le seuil minimum à 30 MIPs, et il est relativement lent, ainsi nous avons choisi d'utiliser un trigger externe.

Le système de trigger de SiRad est fourni par deux scintillateurs placés l'un au dessus du télescope et l'autre en dessous. Les deux scintillateurs de dimensions $80 \times 80 \times 5 \text{ mm}^3$, ont été conçu de manière à perturber très peu l'énergie de la particule.

Les scintillateurs sont prévus pour être utilisé comme système de déclenchement principal de l'appareil et permettre de mesurer les pertes d'énergie par ionisation dans le télescope. Afin de recueillir le maximum de lumière émise par les scintillateurs, ces derniers seront lu par un ensemble de quatre tubes photomultiplicateurs Hamamatsu **PMT H6780-3**, et en redondance un ensemble de quatre SiPMs ($5 \times 5 \text{ mm}^2$). Le signal de trigger sera la somme analogique des signaux de chaque type de photomultiplicateur. Un tel système de lecture se conforme bien aux conditions typiques de redondances des appareillages de l'espace dont nous en avons parlé au chapitre 6. Si chaque pièce de l'équipement était dupliquée, alors la pièce de rechange pourrait être activée quand un composant principal tombe en panne, et de cette façon, on pourrait éviter de perdre tout l'appareil. Pour plusieurs raisons (volume, coûts, complexité, et autres ...), cette approche du problème n'est pas toujours suivie mais plutôt adaptée aux contraintes auxquelles on est confronté. Dans le cas présent, la redondance du trigger est une nécessité.

Le système de mesure de temps de vol n'a pas été jugé nécessaire en raison de la résolution temporelle nominale réduite comparée aux dimensions physiques de l'appareil.

Comme scintillateur, on a choisi le scintillateur en plastique à base de polyvinyltoluène BC408 pour sa réponse rapide en temps (temps de montée 0.9 ns, temps de décroissance 2.1 ns) et sa longueur d'onde d'émission maximum d'environ 434 nanomètres.

Les scintillateurs ont été couplés aux PMTs sans guide de lumière comme nous l'avons suggéré dans la conclusion du chapitre 6.

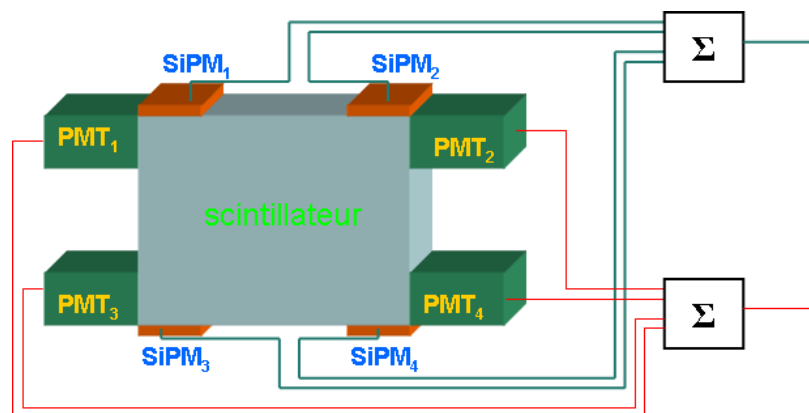


Figure 7-10 un des détecteurs du système de trigger.

■ L'électronique frontale du "Télescope" :

L'électronique frontale de chaque plan du télescope est formé par :

- Quatre amplificateurs : deux pour les tranches X et deux pour les tranches Y.
- Deux ADC.
- Quatre circuit intégrés CR1.4 : Deux pour les tranches X et deux pour les tranches Y.

● Le circuit intégré CR1.4 a été développé pour l'expérience PAMELA. ses caractéristiques se trouvent dans le [tableau 7-1](#). Il comprend seize canaux de traitement des signaux lu par un multiplexeur analogique et plusieurs autres étages d'amplification. Chaque canal comporte un amplificateur de charge, un filtre de la forme du signal (shape filter) et une Mémoire tampon de localisation et de rétention de la crête du signal (track and hold buffer), comme l'indique [la figure 7-11](#).

Channels	16/ chip
Dynamic range :	to 1400 MIPs (or ~7pC)
<ul style="list-style-type: none"> • Up to 150 pF capacitance with leakage currents as high as 100 nA. It measures charge from 0.6 fC to 7pC 	
Gain	1mV/fC
Equivalent noise charge (2700 e ⁻ + 5 e ⁻ /pF) ~ (4200 e ⁻ @ 300pF)	
Peaking time	1 μs
Power consumption	6 mW/channel
Self-trigger threshold	≥ 30 MIP
The output of the chip swings from	-3V to 4V
1 MIP	4.90 fC = 30500 e ⁻

Table 7-1 Caractéristiques du circuit intégré CR-1.4 de l'électronique frontale utilise acquérir les signaux du télescope.

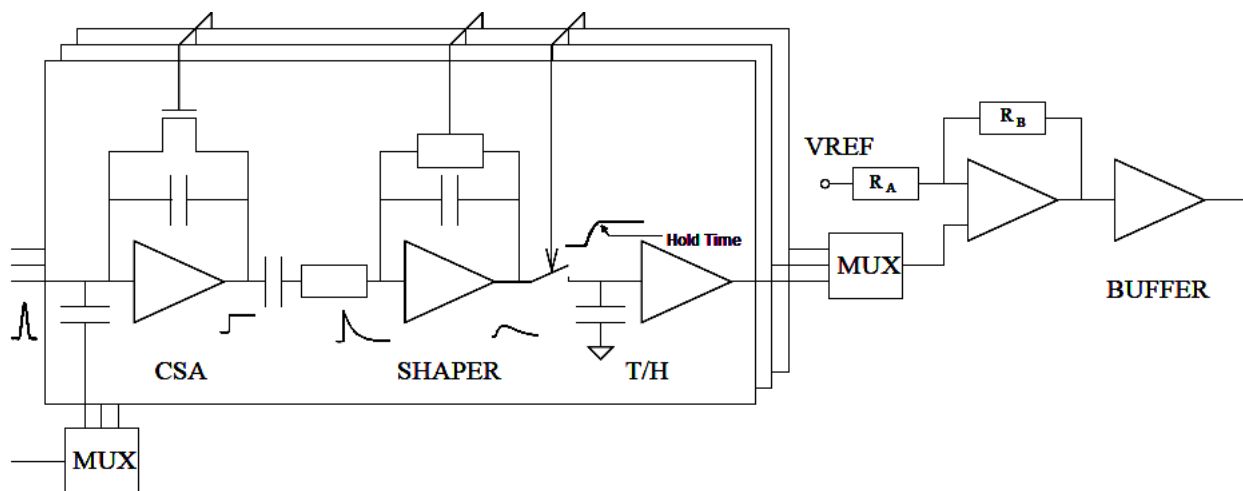


Figure 7-11 architecture d'un canal du chip CR1.4

Le signal provenant du détecteur est tout de suite converti en une tension proportionnelle à la charge présente à l'entrée ; avec des filtres on réduit la bande passante de la chaîne électronique, en supprimant les diverses sources de bruit éventuellement présents et en mesure de contaminer de l'information reçue avec des contributions non désirées qui peuvent avoir des répercussions sur la résolution de l'appareil. Le signal ainsi obtenu est envoyé sur deux lignes : une dédiée au "hold" de l'information analogique, la deuxième utilisée pour produire un signal "autotrigger" et éventuellement un trigger pour la structure entière. Dans le cas de SiRad ce second signal est supprimé et remplacé par un signal extérieur du trigger.

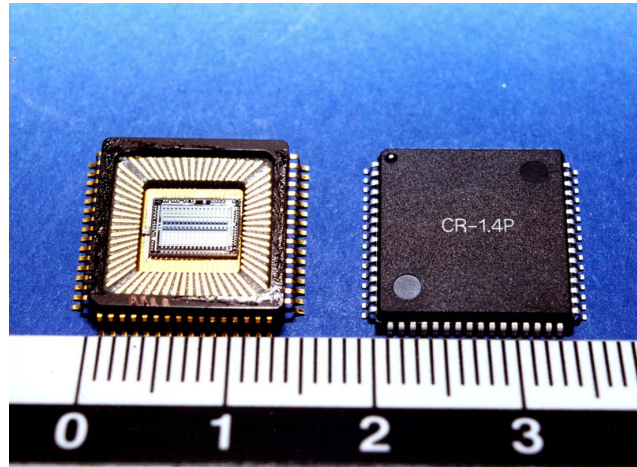


Figure 7-12 dimensions du chip CR1.4

■ L'électronique de lecture :

L'électronique de lecture, dans laquelle sont inclus les deux ADC et le FIFO^(a) a pour tâche le stockage des signaux en attente d'être transférés vers la section D.

Un autre système de multiplex, adressent en même temps tous les canaux, les signaux analogiques sont convertis par l'ADC. L'ADC a une résolution de 12 bits.

Avant l'ADC il y a deux amplificateurs de gain, qui ont été choisi selon le mode d'acquisition dont nous avons parlé plus haut. Le premier, est utilisé pendant les essais du bruit de détecteur (noise data acquisition) amplifie le signal par un facteur de 32 ; le deuxième, qui est employée dans tous autres modes de l'acquisition (piédestal, impulsif, rayonnements), a un facteur d'amplification 1.

7-5 Fonction Des broches du DSP.

Les DSP communiquent avec le matériel externe par 7 des protocoles d'interface. Les interfaces sont montrées sur le schéma de la [figure 7-13](#).

^a Le terme FIFO désigne une méthode de traitement des données. Il s'agit de l'abréviation de First in, First out (premier entré, premier sorti).

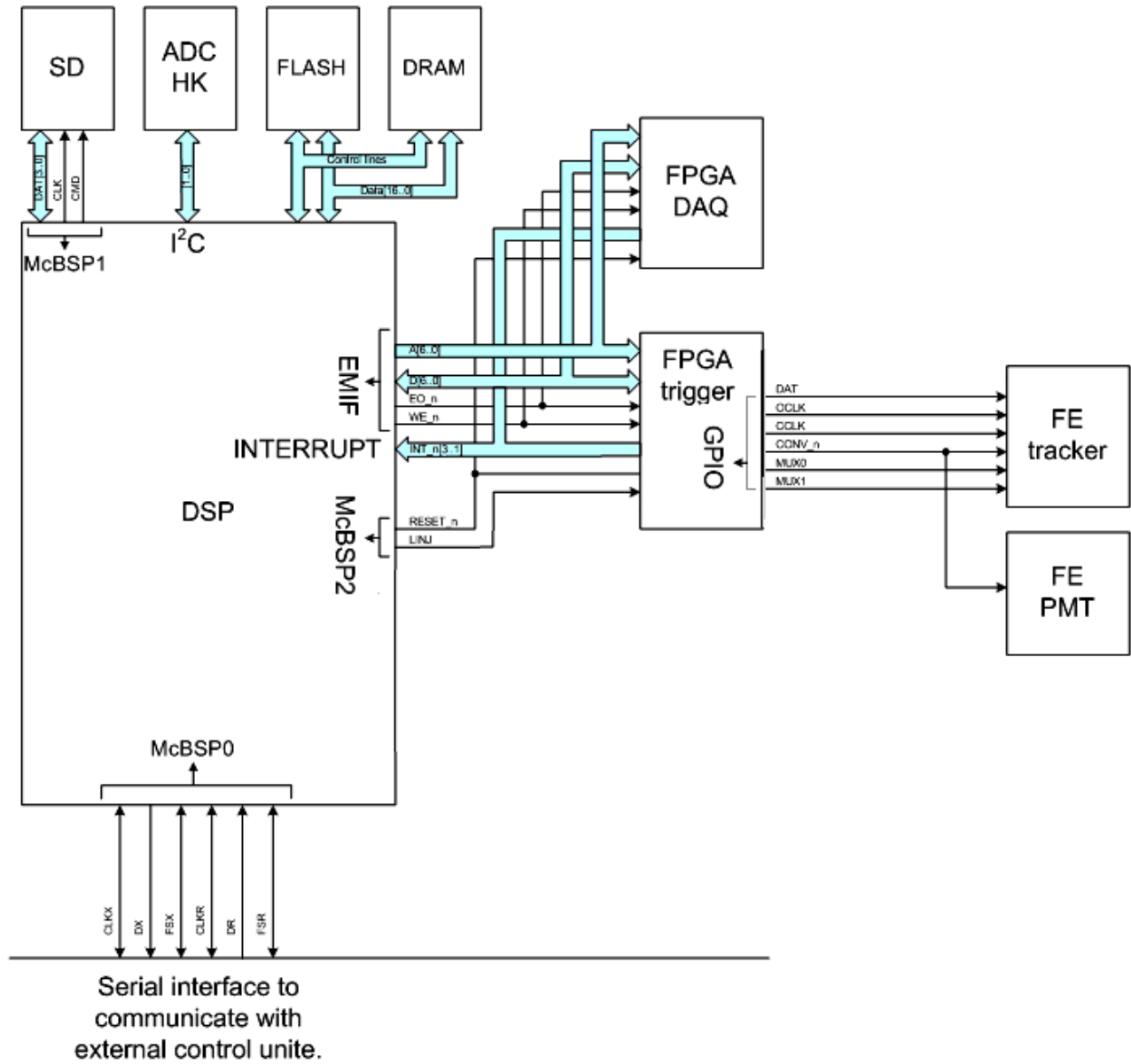


Figure 7-13 Fonction Des broches du DSP

La liste de noms des mêmes interfaces est montrée dans le [tableau 2](#).

	DSP Name	Net Name	Routed to	Description
McBSP0	CLKX0	CLKX	PC/Bridge/DSP	Serial interface to communicate with external control unit. (PC, bridge towards satellite CPU or a second DSP.)
	DX0	DX	PC/Bridge/DSP	
	FSX0	FSX	PC/Bridge/DSP	
	CLKR0	CLKR	PC/Bridge/DSP	
	DR0	DR	PC/Bridge/DSP	
	FSR0	FSR	PC/Bridge/DSP	
McBSP1/SD	CLKX1	DAT0	SD	The SD mass memory interface.
	DX1	CLK	SD	
	FSX1	DAT3	SD	
	CLKR1	CMD	SD	
	DR1	DAT1	SD	
	FSR1	DAT2	SD	
McBSP2	CLKX2	CNTRES_n	FPGA1/2*	Reset signal for the FPGA's
	DX2	RESFE_n	FE Tracker	Reset of FE
	FSX2	LINJ	FPGA1/FE Tracker	Trigger signal from DSP for calibration/pedestal.
	CLKR2	NIU		
	DR2	ADC_RDY	FPGA 2	Signal when all FE ADC has transferred data.
	FSR2	NIU		
GPIO	GPIO0	DAT	FE Tracker	Signals to control data transfer for an event, calibration or download of FE tracker housekeeping. The actual data transfer is carried out through the parallel bus.
	GPIO1	OCLK	FE Tracker	
	GPIO2	CCLK	FE Tracker	
	GPIO3	CONV_n	FE Tracker/FE PMT	
	GPIO4	ECNV	FPGA1	
	GPIO5	NIU		
	GPIO6	MUX0	FE Tracker	
	GPIO7	MUX1	FE Tracker	
I ² C	SCL	CLOCK	ADC HK**	The I ² C interface to get ADC housekeeping.
	SDA	DATA	ADC HK	
INTER-RUPT	INT0_n	INT_OVERLOAD_n	DCDC	All external interrupts with INT0_n with highest priority. INT2_n is not used.
	INT1_n	INT_ALARM_n	FPGA1/2	
	INT2_n	INT_SPEAR_n	FPGA1/2	
	INT3_n	INT_EVENT_n	FPGA1/2	
EMIF	A[6..0]	A[6..0]	FPGA1/2	The standard parallel interface between DSP and the FPGA's rerouted to the FE Tracker housekeeping.
	D[15..0]	D[6..0]	FPGA1/2	
	AOE_n	EO_n	FPGA1/2	
	AWE_n	WE_n	FPGA1/2	

Table 7-2 liste de noms des mêmes interfaces

* FPGA1: FPGA Trigger, FPGA2: FPGA DAQ
 ** ADC HK: ADC Housekeeping

7-5-1. MCBSP0

Le premier bus série peut être utilisé de la manière suivante :

- Pour des essais :
Ce bus série peut être utilisé pour communiquer avec un ordinateur dans le but de faire des essais. L'interface devra alors être spécifiée.
- Pour l'utilisation lors du vol :
Puisque l'expérience sera placée en dehors de l'ISS sans raccordement à d'autres expériences ce bus série sera utilisé pour communiquer avec le DSP situé à l'intérieur de l'ISS. Le DSP à l'intérieur de l'ISS sera simplement un DSP avec l'interface pour le stockage sur SD.

7-5-2. MCBSP1/SD.

Ce bus série est dédié à l'interface SD pour le stockage de mémoire de masse.

7-5-3. MCBSP2.

Les lignes de ce bus série sont utilisés comme GPIO. Le signal présent est la remise à zéro générale (RESET_n) pour le FPGA et le signal généré par le trigger pour le calibrage et le piédestal.

7-5-4. GPIO.

Les signaux du "general purpose I/O (GPIO)" sont utilisés pour contrôler l'ADC sur le Frond-End du télescope et sur le Frond-End des PMT. Les données de l'acquisition et du "house keeping" sont collectés par le FPGA DAQ et lue par le DSP.

7-5-5. I²C.

Cette interface est employée pour la lecture de l'alimentation (DCDC) du "housekeeping". Le bus I²C est relié au chip MAX127. Ce chip a 8 entrées analogiques avec la configuration des adresses comme l'indique le [tableau 7-3](#).

Input	Name	Description
Input 0	+5VA	Analogue +5V
Input 1	-5VA	Analogue -5V
Input 2	+5VD	Digital +5V
Input 3	+12V	+12V for PMT
Input 4	Vdet	Voltage for detectors
Input 5	+5VTRG	+5V for Trigger FPGA
Input 6	+5VROU	+5V for DAQ FPGA
Input 7	Temp	Temperature of DCDC board

Tableau 7-3 Configuration des adresses de I²C (MAX127)

7-5-6. INTERRUPTION.

Quatre lignes d'interruption sont reliées entre le DSP et les FPGA. Ces lignes sont les suivantes classées par ordre de priorité en commençant par la priorité la plus élevée :

- INT_OVERLOAD_n: Cette interruption se produit quand une des " DCDC housekeeping" est hors de l'intervalle fixé pour son fonctionnement. En ce moment le DSP devra lire le "DCDC housekeeping" par l'intermédiaire de l'interface I²C et prendre une mesure appropriée. Le DSP devra soit arrêter le fonctionnement de l'appareil tout entier ou sauver seulement les données du "housekeeping". Si l'expérience est reliée à la station, le DSP devra lui communiquer la surcharge. Ainsi l'ISS pourra soit réguler la surcharge ou arrêter l'expérience.
- INT_ALARM_n : Cette interruption se produit quand un des housekeeping du télescope est hors de l'intervalle fixé pour son fonctionnement. En ce moment le DSP devra lire le registre d'ALARME du "housekeeping" du plan qui a donné l'alarme d'interruption et prendre une mesure appropriée. Le DSP a alors la possibilité soit d'arrêter l'expérience, ou sauver seulement les données du "housekeeping". Et Si l'expérience est reliée à la station, le DSP devra lui communiquer la surcharge. Ainsi l'ISS pourra soit réguler la surcharge ou arrêter l'expérience.
- INT_SPEAR_n: Cette interruption est reliée aux deux FPGA, mais n'est pas utilisé pour l'instant.
- INT_EVENT_n: Cette interruption se produit quand un bon événement est détecté.

7-5-7. EMIF.

C'est l'interface entre le DSP et tous registres externes situés dans les deux FPGA. Cette interface est employée pour faire les actions suivantes :

- Acquérir les données après un déclenchement dû à un événement, un calibrage ou le piédestal.
 - Acquérir les données du "housekeeping" du télescope.
 - Lire le registre d'alarme.
 - Lire les compteurs du trigger.
 - Régler le déclenchement.
 - Régler le retard ("Delay") du signal de Hold.
 - Connexion avec le RTC extérieur. (RTC chip DS1302).
-

7-6 Description du FPGA trigger et FPGA DAQ.

7-6-1 FPGA trigger

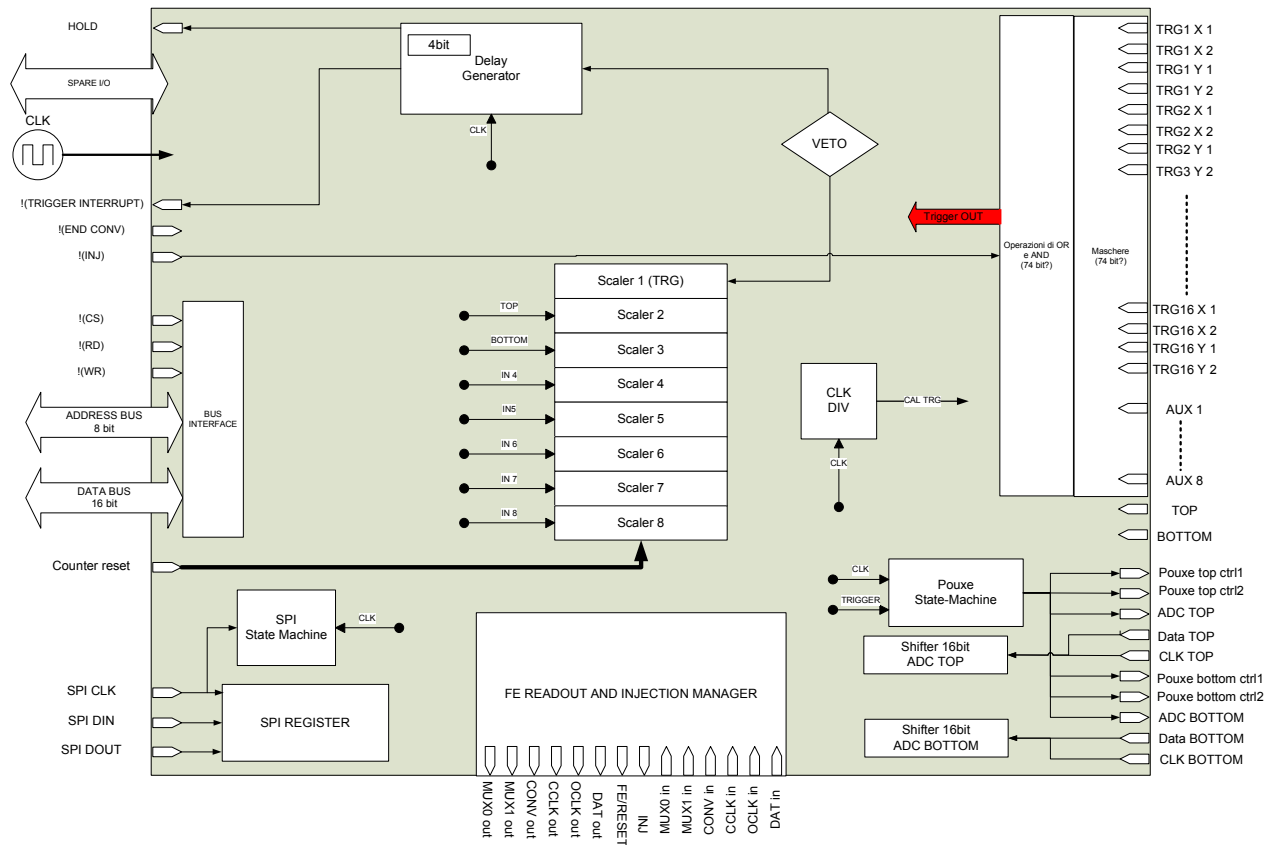


Figure 7-14 Block scheme du système FPGA trigger.

7-6-2 FPGA DAQ

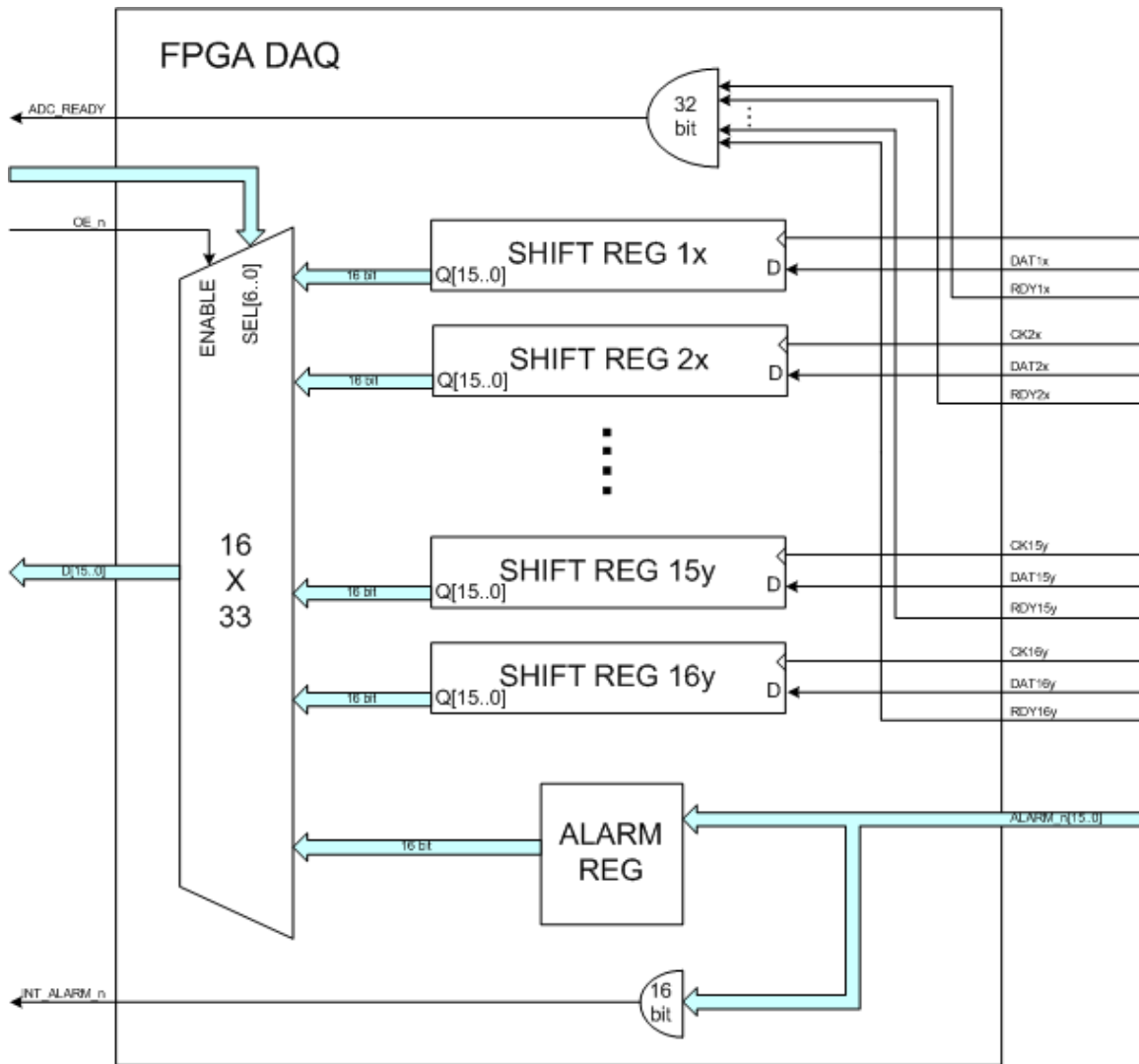


Figure 7-15 Block scheme du système FPGA DAQ.

7-6-3 Configuration des adresses de l'EMIF pour les deux FPGAs.

La configuration des adresses de l'interface de l'EMIF entre le DSP et les deux FPGA est décrite dans le [tableau 3](#).

	Address	#bit	Name	Description	R/W
FPGA DAQ	0x00 – 0x1F	16	ADC[31..0]	ADC address: 0x00 – Plane 1x 0x01 – Plane 2x 0x02 – Plane 3x 0x0F – Plane 16x 0x10 – Plane 1y 0x11 – Plane 2y 0x12 – Plane 3y 0x1F – Plane 16y	R
	0x20	16	ALARM	Alarm register	R
FPGA TRIGGER	0x40	16	CNT0H	Total trigger counter	R
	0x41	16	CNT0L		R
	0x42	16	CNT1H	Scintillator top counter	R
	0x43	16	CNT1L		R
	0x44	16	CNT2H	Scintillator bottom counter	R
	0x45	16	CNT2L		R
	0x46 – 0x4F	16	CNT##	Spare counters	R
	0x50	16	MASK CR1 AND	Trigger mask for the CR (Preamplifiers of the FE)	R/W
	0x51	16	MASK CR2 AND		R/W
	0x52	16	MASK CR3 AND		R/W
	0x53	16	MASK CR4 AND		R/W
	0x54	16	MASK CR1 OR		R/W
	0x55	16	MASK CR2 OR		R/W
	0x56	16	MASK CR3 OR		R/W
	0x57	16	MASK CR4 OR		R/W
	0x58	10	MASK S/S AND	Trigger mask for the photon multipliers and SiPM	R/W
	0x59	10	MASK S/S OR		R/W
	0x5A	4	Delay Hold	Delay register for the hold signal	R/W
0x5B	16	ADC TOP	ADC Photon multiplier TOP	R	
0x5C	16	ADC BOTTOM	ADC Photon multiplier BOTTOM	R	
0x5D	8	I/O RTC	Command and data transfer to/from external RTC (DS1302)	R/W	

Table 7-4 La configuration des adresses de l'interface d'EMIF.

7-7 Test d'essai du télescope de SiRad.

Nous avons construit un "custom designed VLSI chip" pour examiner chaque micro piste de notre télescope. Ce circuit électronique contrôlé par un ordinateur nous permet d'injecter des charges aléatoires dans chaque piste, et d'analyser les résultats obtenus avec le logiciel ROOT, dont l'écriture du programme m'a été personnellement confiée. Les deux figures 7-16 et 7-17 ci-dessous montre le résultat que nous avons obtenons la sorcière une des plans. Tous les autres sont semblables.

Les graphiques montrent le comportement de chaque piste. Le premier graphique est celui du piédestal et est le deuxième ce qui a été obtenu en injectant des charges dans les pistes.

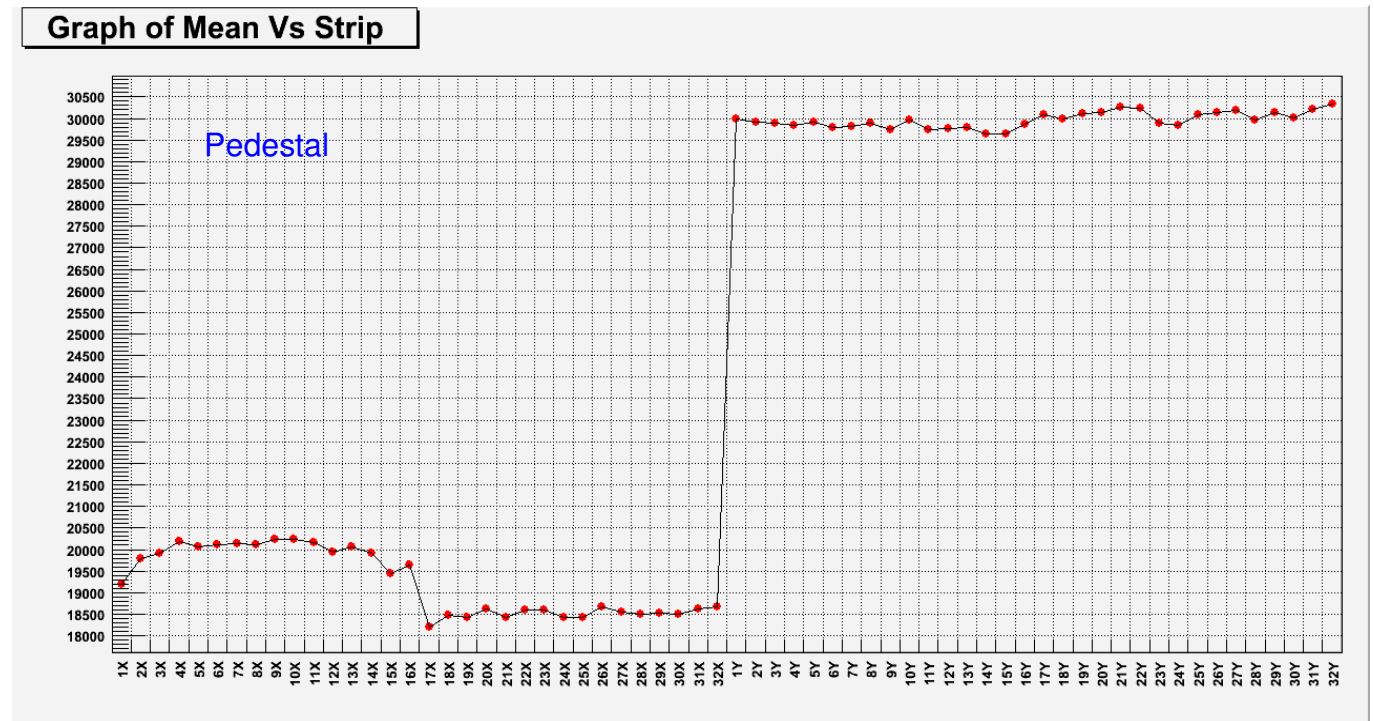


Figure 7-16 graphe du piédestal des 64 pistes d'un plan du télescope.

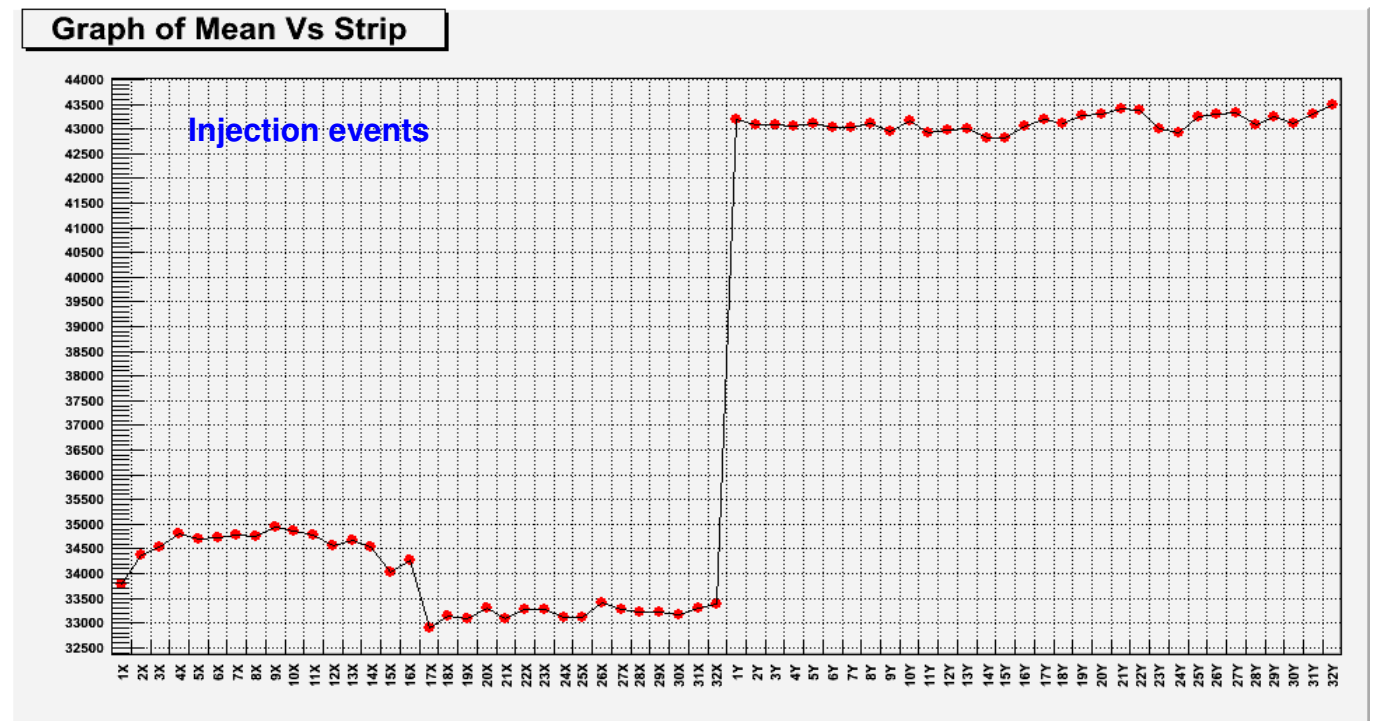


Figure 7-17 graphe après injection des charges dans les 64 pistes d'un plan du télescope

L'analyse de ces graphiques montre que la couche Y a un niveau plus élevé que la couche X.

Nous avons pensé à un moment qu'il était dû à un défaut de fabrication des chip CR1.4, mais puisque tous les plans que nous avons examinés présentaient la même forme, nous avons déduit qu'elle était due à un problème sur la carte électronique. Les raisons de ce comportement sont encore à l'étude, mais puisque c'est une quantité qui ne change pas ; nous pouvons continuer à travailler en la considérant comme une constante ne perturbant pas nos résultats.

7-8 CONCLUSIONS.

Dans ce chapitre, le projet SiRad conçu pour la Station Spatiale Internationale a été présenté. Nous avons exploité la technologie développée pour certaines expériences précédentes comme Pamela, pour construire un télescope en silicium à micro-piste. Le Trigger étant un détecteur formé d'un scintillateur lu par des PMTs et des SiPM. SiRad sera utilisé pour caractériser les rayons cosmiques de basse énergie dans l'environnement de la station spatiale internationale. Le Front-End a été optimisé pour répondre à cette nécessité. Le trigger a été réalisé en prenant en considération la notion de redondance souvent nécessaire pour les appareils expérimentaux destinés à l'espace.

Le projet SiRad est encore dans sa phase embryonnaire, et sa conception est susceptible de subir le changement profond, pour s'adapter au contexte économique, ou pour s'adapter aux conditions des partenaires qui s'associeront au projet par la suite , ou tout simplement pour s'adapter aux conditions des fabricants du semi-conducteur. Nous voulons par exemple être certain , que nous serons en possession des SiPM 5x5 dont nous avons besoin pour réaliser notre trigger, si non le trigger sera révisé et réalisé seulement avec les PTMs.

Nous sommes entrain de tester en ce moment le fonctionnement des plans du télescope ; le chemin qui nous reste encore à parcourir est encore long. Nous ne pouvons pas déjà affirmer que l'expérience sera un succès éclatant. Mais nous pouvons déjà apprendre de ce que nous avons fait que, la conception et l'exécution d'une expérience pour l'espace n'est pas une tâche facile, il exige de la persévérance des connaissances multiples, dans des domaines variés et diversés.

Le travail continue !

Conclusion Générale

Au cours de ce travail qui a porté sur l'**Etude et la Réalisation des Détecteurs pour l'Espace**, nous nous sommes efforcés :

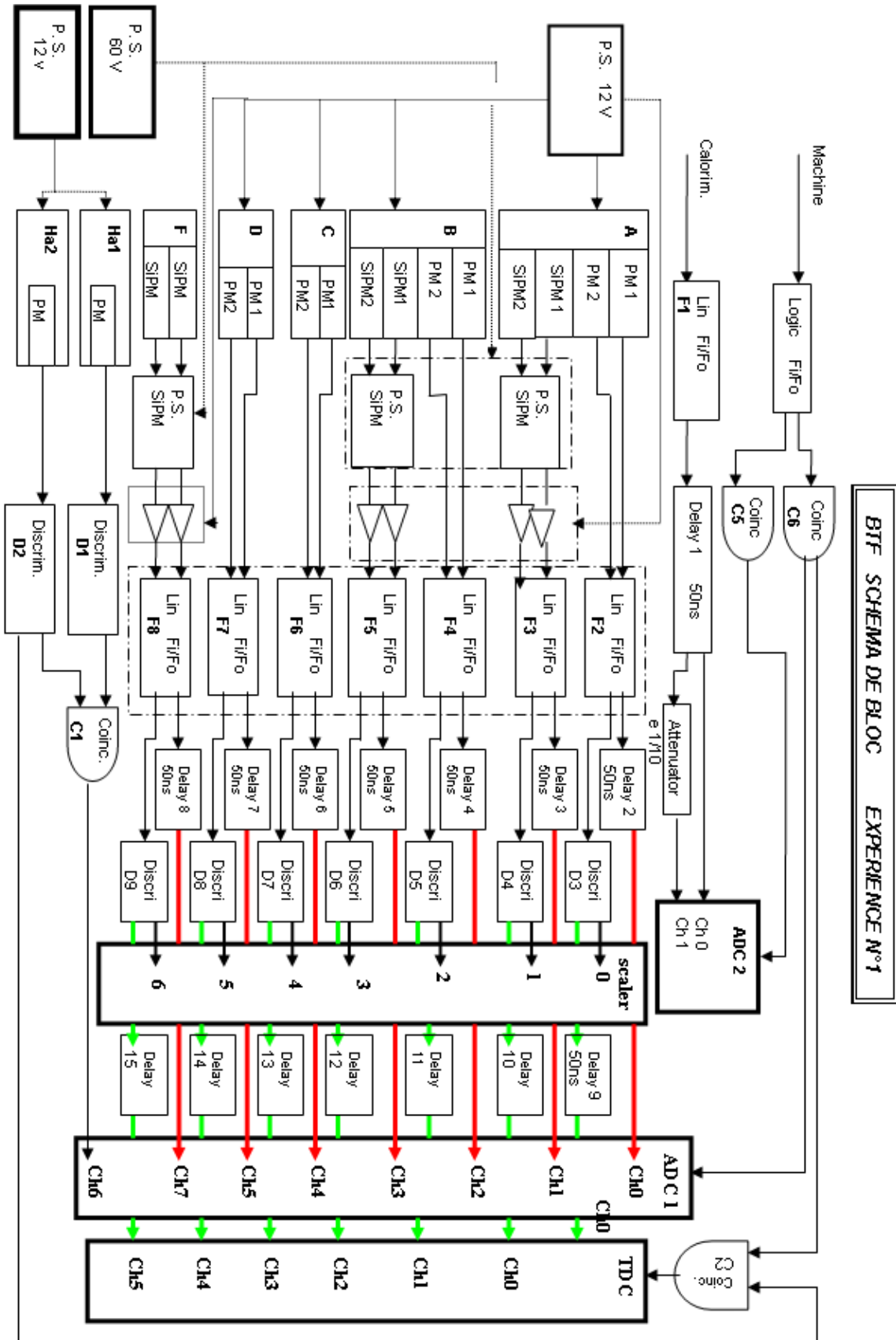
- Dans une première phase, de caractériser trois types de SiPMs (1x1 mm² ; matrice de 1024 pixels), (3x3 mm² ; matrice de 5625 pixels), (5x5 mm² ; matrice de 3600 pixels). Nous avons étudié leur comportement face aux variations thermiques et électriques, leur stabilité à long terme, leur vieillissement, leur comportement face à un flux important de particules. Nous avons alors acquis la certitude que les SiPMs peuvent fonctionner dans les conditions de l'environnement spatial, que leur durée de vie est au moins égale à la durée de vie d'un satellite en orbite, et qu'ils ne peuvent pas être abîmés par un flux important de particules cosmiques.

Après cette caractérisation, nous avons voulu savoir si les SiPMs pourraient être utilisés comme photomultiplicateur d'un système de trigger des appareils de détection de particules dans l'espace. Pour répondre à cette préoccupation, nous avons conçu différentes configurations de détecteurs à base de SiPMs et de PMTs, et nous avons testé leurs performances d'abord à l'aide des muons cosmiques, ensuite à l'aide d'un faisceau d'électrons 500MeV@50Hz que nous a fourni le " Beam Test Facility (BTF)" du Laboratoire National de Frascati (LNF). A l'issue de ce test la configuration qui présentait la meilleure efficacité et le meilleur rapport signal bruit a été retenue. Nous l'avons donc proposée, comme trigger des prochaines générations de détecteur de particules pour l'espace. Pour nous cette configuration est hautement fiable. Elle est de faible masse et consomme peu d'énergie électrique. Ce pendant les SiPMs étant des photomultiplicateurs relativement jeunes, encore mal connus et n'ayant pas encore été utilisés dans l'espace, nous avons pensé que pour éviter des surprises désagréables, il serait souhaitable dans un premier temps de leur adjoindre les traditionnels tubes photomultiplicateurs qui seront utilisés comme photomultiplicateur de substitution, au cas où les SiPMs se révéleraient défectueux. C'est pourquoi le modèle de trigger que nous avons proposé utilisera principalement les SiPMs pour lire les scintillateurs, et les PMTs comme système redondant.

- Dans une seconde phase nous nous sommes intéressés à un des futurs projets spatiaux devant nous permettre d'utiliser le SiPM dans l'espace : le projet SiRad. Nous avons pris une part active dans la conception et la réalisation de ce projet, encore en construction dans notre laboratoire. Nous avons dans cette thèse présenté son principe de fonctionnement, les diverses parties qui la constitue, les interactions entre ses parties, ainsi que les résultats très prometteurs, des premiers tests effectués sur cet appareil. Mais si les études scientifiques et techniques de SiRad sont presque achevées, la partie mécanique est encore en chantier dans les ateliers mécaniques. Et une fois assemblé il devra subir des tests exigés pour tout appareil destiné à l'espace. Nous sommes conscients du fait que, le chemin à parcourir jusqu'à la station spatiale internationale est encore très long. C'est pourquoi nous ne pouvons pas à ce jour conclure par une victoire. Mais nous fondons de grands espoirs sur ce projet qui à terme permettra de tester les nouveaux matériaux et logiciels conçus dans notre laboratoire et destiné à l'espace.

ANNEXES

ANNEXE 1 : Schéma de bloc de l'expérience 1



ANNEXES 2 : Vérification de la linéarité du calorimètre

Calorimètre	Nom du fichier : btf_020812.dat					
Intervalle ADC	0 - 50	100 - 190	250 - 350	400 - 500	550 - 700	720 - 850
Nombre d'électron par bouquet	0	1	2	3	4	5

Tableau : Exemple de correspondance entre le canal d'ADC acquis par le calorimètre et le nombre d'électrons par bouquet

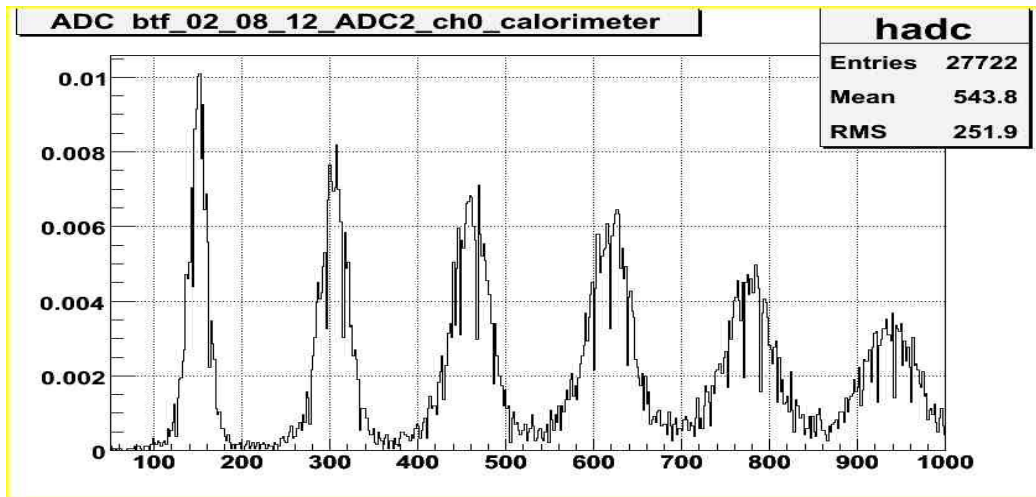
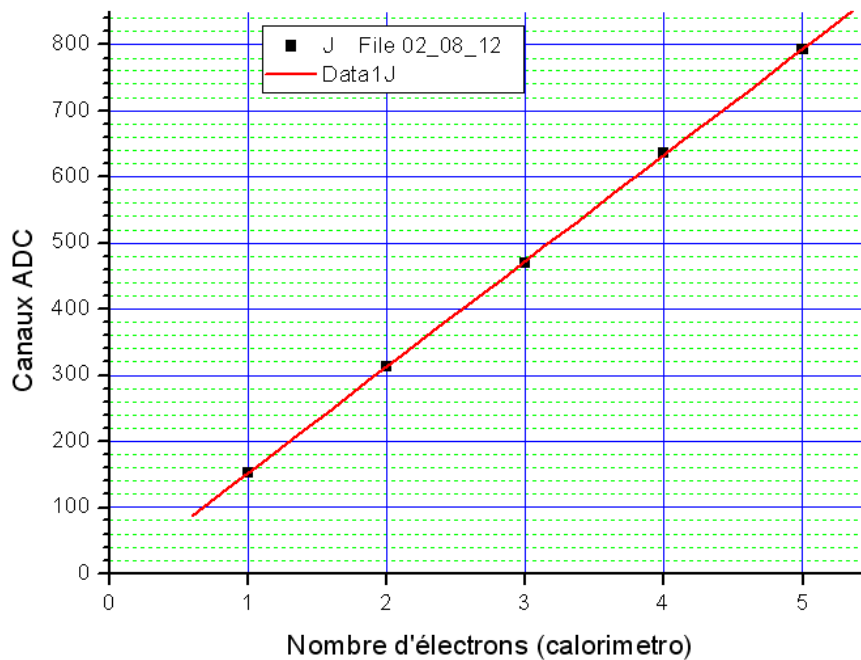
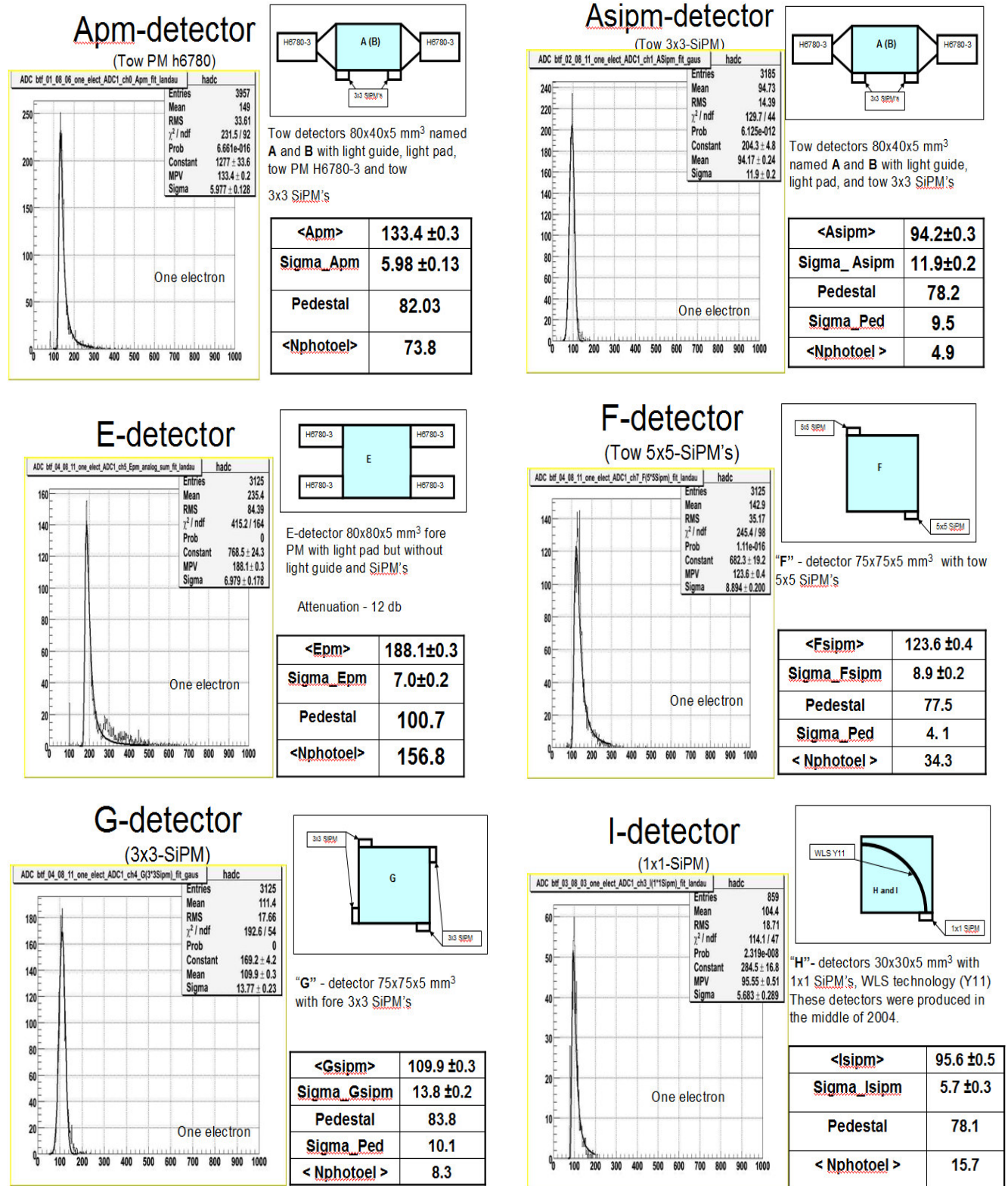


Figure : Exemple du spectre du canal d'ADC acquis par le calorimètre correspondant à l'exemple ci-dessus.

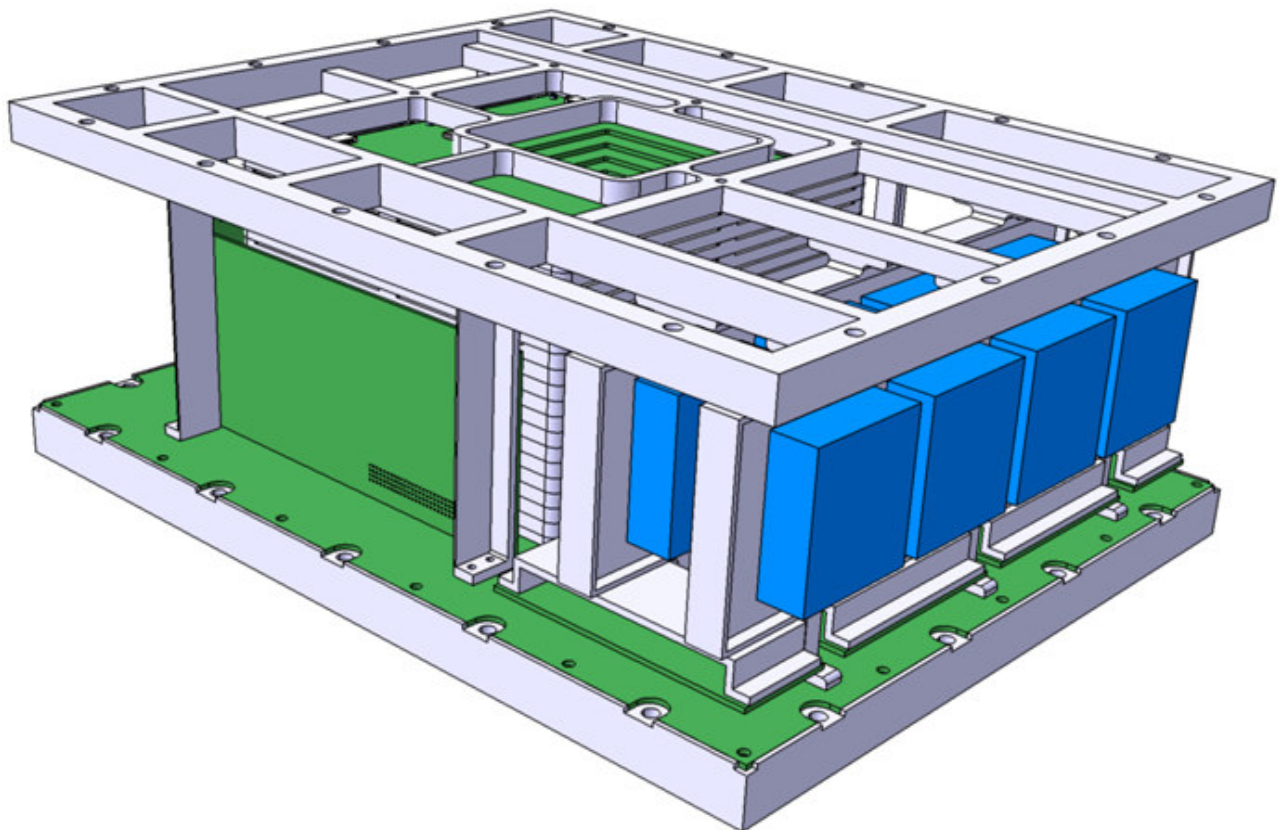
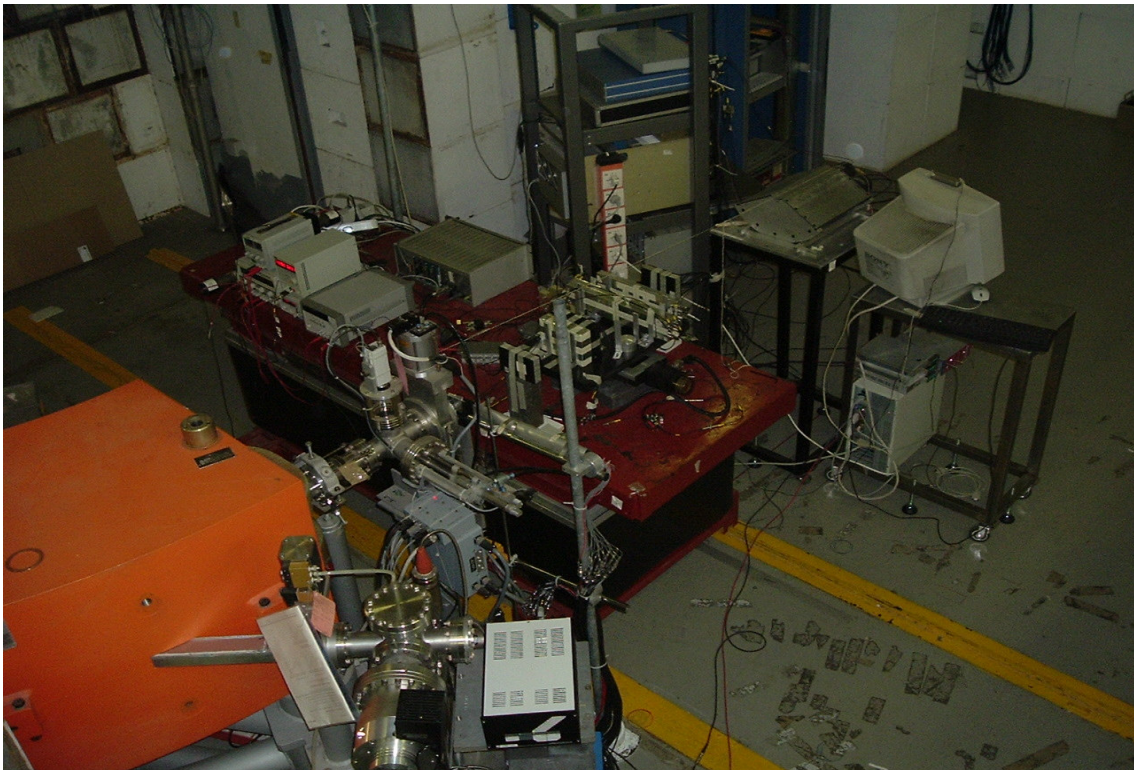
Vérification de la linéarité du calorimètre



ANNEXES 3 : Résultats des analyses des données pour les différentes configurations des détecteurs.



ANNEXES 4 : Une vue partielle de l'accélérateurs et des détecteurs



Références bibliographiques

- [¹] **F. Donato et al.**, astro-ph/0103150.
- [²] **M. S. Longair**, *High Energy Astrophysics*, second edition, Cambridge University press, 2004.
- [³] I.N. Toptygin, *Cosmic Rays in Interplanetary Magnetic Fields*, **D.Redel Publ.Co.**, Dordrecht, 2005.
- [⁴] **Cronin J.W., T.K. Graisser et S.P. Swordy**, *Sci. Amer.* 276, January 44 (1997)
- [⁵] **M.Nagano, A.A. Watson**, *Reviews of Modern Physics*, vol. 72, No. 3, July 2000
- [⁶] **W. R. Webber**, *The Astrophysical Journal*, 506, pp. 329-334, A new estimate of the local interstellar energy density and ionization rate of galactic cosmic rays, 1998.
- [⁷] **D. J. Bird et al.**, *Physic Review Letter* 71, 3401, 1993
- [⁸] The KASCADE collaboration, *Astroparticle physic*, 24, 1-25, KASCADE Measurement of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays : results and open problems, 2005
- [⁹] **J. R. Hörandel**, *Journal of Physics : Conf. Series* 47, A Review of Experimental Results at the Knee, 2006
- [¹⁰] **T. K. Gaisser** : *Cosmic Ray and Particle Physics*, Cambridge, 1990
- [¹¹] http://www-ik.fzk.de/KASCADE_home.html
- [¹²] **V. S. Berezhinsky**, A. Z. Gazizov and A. Olinto, *Astroparticle Physic*, 20, On Astrophysical Solution to Ultra High Energy Cosmic Rays, 2002
- [¹³] **R. Aloisio et al.**, *Astropart. Phys.* 27 (2007) 76-91
- [¹⁴] **K. Greisen**, *Physic Review Letter* 16, 748, End Of The Cosmic Ray Spectrum ?, 1966
- [¹⁵] **V. A. Kuzmin and G. T. Zatsepin**, *Soviet Physic JETP Letter* 10, 146, 1966
- [¹⁶] <http://www.auger.org/>
- [¹⁷] **E.N. Parker** *Ap. J.* 128 (1958) 664
- [¹⁸] **Heliospheric Physics and Cosmic Rays**, Lecture notes Fall term 2003, Prepared by Kalevi Mursula and Ilya Usoskin University of Oulu.
- [¹⁹] **M. A. Shea**, editor. XIX International Cosmic Ray Conference, volume 4, La Jolla, USA, 1985.
- [²⁰] **C. Störmer**, *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Cambridge 1955
- [²¹] L'environnement terrestre, les rayonnements cosmiques et leurs interactions, David Bernad, **Xavier Dumonceau**, Vincent Lafon: I.U.P. G.S.I. TECHNOLOGIE DES RAYONNEMENTS Juin 1996.
- [²²] **V.V. Balashov**; *Interaction of particles and radiation with matter*, Springer, (1997)
- [²³] **Magalie GUEDON** "Développement et mise en œuvre de détecteurs silicium à micropistes pour l'expérience STAR"
- [²⁴] *Revue d'Information Scientifique Élémentaire* N°1 <http://elementaire.web.lal.in2p3.fr/>
- [²⁵] **Christian BOURGEOIS** "DES PROCESSUS DE BASE AUX DETECTEURS : INTERACTIONS PARTICULES-MATIERE" ; DEA MIP Octobre 2000.
- [²⁶] "Stopping Powers for Electrons and Positrons," ICRU Report No. 37 (1984).
- [²⁷] **L. Koblinger** *Nucl. Sci. Eng.*, 56, (1975) 218.
- [²⁸] **M. J. Weber**, "Scintillation: mechanisms and new crystals ", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol.527, p. 9_14, juil. 2004.
-

-
- [²⁹] **C. Amsler et al.**, Physics Letters **B667**, 1 (2008). " Passage of particles through matter" <http://pdg.lbl.gov/>
- [³⁰] "Eléments de chimie physique" Par Peter William Atkins, Monique Mottet, Paul Depovere Traduit par Monique Mottet. Collaborateur Paul Depovere. Publié par De Boeck Université, 1998 ISBN 2744500100, 9782744500107, 512 pages
- [³¹] F.D. Brooks "Development of organic scintillators" Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 477-505.
- [³²] **M. de Jong, J. Konijn et al.** 'A new search for oscillations' CHORUS experiment, Rapport CERN-PPE 93-131
- [³³] **J. B. Birks.** "The theory and practice of scintillation counting". Pergamon Press, Oxford, 1964.
- [³⁴] **A. Raviart and V. Koechlin.** Nucl. Instr. Meth., 29, 45, 1964.
- [³⁵] **F. J. Lynch.** IEEE trans. Nucl. Sci., NS-15(3), 102, 1968.
- [³⁶] **B. Bengtson** and M. Moszinsky. Nucl. Instr. Meth., 117, 227, 1974.
- [³⁷] **Glen F. Knoll.** "Radiation Detection and Measurement". John Wiley & Sons, Inc, third edition, 1999.
- [³⁸] **W.R. Leo,** " Techniques for nuclear and particle physics experiments ", Second revised edition. Springer Verlag, 1993.
- [³⁹] *Adapted from Medical Physics course notes.* Med Phys 4R06/6R03 "Radioisotopes and Radiation Methodology.
<http://www.science.mcmaster.ca/medphys/classes/undergraduate/4R06/note4.pdf>
- [⁴⁰] By **Ben Mills.** <http://commons.wikimedia.org/wiki/User:Benjah-bmm27>
- [⁴¹] **Streetman et al,** Solid State Electronic Devices, 5eEd., 1995
- [⁴²] **Philippe Roux** © 2008 Théorie générale des semi-conducteurs
- [⁴³] **Y.J.Wang et al.** IEEE Trans. Nucl. Sci., 43(3), 1277, 1996.
- [⁴⁴] MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) Solid state division HAMAMATSU Jan. 2007.
- [⁴⁵] **V. Andreev, V. Balagura,** B. Bobchenko, P. Buzhan, J. Cvach, M. Danilov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A A540 (2005) 368.
- [⁴⁶] **P. Lacaita,** F. Zappa, S. Bigliardi, M. Manfredi, IEEE Trans. Electron Dev. 40 (3) (1993) 577.
- [⁴⁷] **Joëlle Barral** "Study of Silicon Photomultipliers (13th April-2nd July 2004) "
- [⁴⁸] The Silicon Photomultiplier - A new device for High Energy Physics, Astroparticle Physics, Industrial and Medical Applications. **N. Otte** . *Max-Planck-Institut für Physik, Fohringer Ring 6, 80805 Munich, Germany*
- [⁴⁹] Silicon-photomultiplier technology and their application in high energy physics detectors. **Erika Garutti** (DESY)
- [⁵⁰] Sergio Cova, A. Lacaita, G. Ripamonti "Trapping Phenomena in Avalanche Photodiodes on Nanosecond Scale" *IEEE Electron Device Letters, vol. 12, n. 12, 1991*
- [⁵¹] **Phillipe Mangeot** CEA DSM Dapnia journée thématiques <<DéTECTEURS>>
- [⁵²] Silicon Photomultiplier: application for high granularity scintillator calorimeters **E. Popova,** On behalf of CALICE collaboration
- [⁵³] **Gerard Lutz** "Semiconductor Radiation Detectors Device Physics" *Springer, ISBN 3-540-64859-3, 2001*
- [⁵⁴] Silicon photomultiplier and its possible applications. **P. Buzhane et al. B. Dolgoshein.** Nucl. Instr. and Meth A, 504, 48, 2003.
- [⁵⁵] **C. Piemonte,** R. Battiston, M. Boscardin, G. F. Dalla Betta, A. Del Guerra, N. Dinu,
-

-
- A. Pozza, and N. Zorzi, "Characterization of the first prototypes of silicon photomultiplier fabricated at ITC-irst," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 54, no. 1, pp. 236–244, Feb. 2007.
- [⁵⁶] **M. Petasecca**, B. Alpat, G. Ambrosi, P. Azzarello, R. Battiston, M. Ionica, A. Papi, G. U. Pignatelli, and S. Haino "Thermal and Electrical Characterization of Silicon Photomultiplier "
- [⁵⁷] **Raffaele Bencardino** "Space Detectors Development", Ph.D. Thesis .
- [⁵⁸] Page web
http://www.detectors.saint-gobain.com/Media/Documents/S000000000000001004/SGC_BC800_Data_Sheet.pdf
- [⁵⁹] Page web <http://www.detectors.saint-gobain.com/media/documents/bc400416.pdf>
- [⁶⁰] **Jonathan Bouchet** "Performances du Détecteur en silicium à micropistes de l'expérience STAR à RHIC".
- [⁶¹] NADJIM Merabtine, DJAOUIDA Sadaoui, MALEK Benslama " Contribution à l'étude du Phénomène de Latchup induit dans les Circuits Intégrés Embarqués dans un Environnement Radiatif Spatial".
- [⁶²] **Gilles Barouch** " Analyse des phénomènes physiques liés au fonctionnement du détecteur gazeux à micropistes Micromegas
- [⁶³] Root home page. <http://root.cern.ch>.
- [⁶⁴] **Davide Badoni et al.** Silicon photomultipliers: On ground characterizations and modelling for use in front-end electronics aimed to space-borne experiments. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A., 2006. To be published.
- [⁶⁵] **Alcaraz J. et al.** A silicon microstrip tracker in space: Experience with the ams silicon tracker on sts-91. Nuovo Cim., 112A, 11, 1325, 1999.
- [⁶⁶] S. Straulino et al. Spatial resolution of double-sided silicon microstrip detectors for the amela apparatus. <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0510012> 2006. accepted for publication in Nuclear Instr. and Methods in Phys. Res. A.
- [⁶⁷] **M. Ishii and M. Kobayashi.** " Polarization approximation for electron cascade in insulator after high-energy excitation" . Prog. in Crystal Growth and Char. of Mat., 245:23(1–4), 1992.
- [⁶⁸] **K.S.KRANE**, Introductory Nuclear Physics, John Wiley (1988)
- [⁶⁹] **R.L. Fleischer** "Tracks to innovation, nuclear track in science and technology" Springer (1998)
- [⁷⁰] **Hans Bichsel & L.E. Porter** "Stopping power of protons and alpha particles in H₂, He, N₂, O₂, CH₄, and air." Physical Review volume 25, number 5.
- [⁷¹] **E. C. Stone, C. M. S. Cohen & al.** "The Cosmic Ray Isotope Spectrometer for the Advanced Composition Explorer" crisinst.tex; 28/07/1998; 0:00; no v.; p.2
- [⁷²] **David Attié;** Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, janvier 2005
- [⁷³] Molecular Expression Optical Microscopy Primer Specialized Techniques <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/techniques/fluorescence/fluorhome.html>.
-